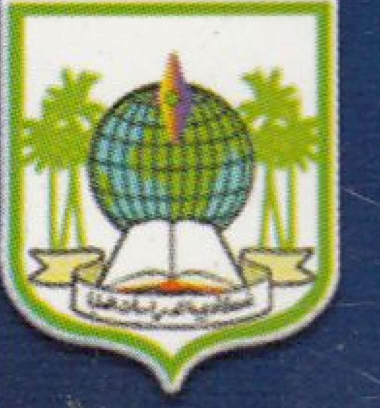


مقدمة في

الفيزياء الحديثة وميكانيكا الكم

د. محمد سالم الليد

منشورات
الدار الأكاديمية
للطباعة والتأليف والترجمة والنشر
طرابلس - الجماهيرية العظمى

مقدمة في الفيزياء الحديثة

وميكانيكا الكم

مقدمة في الفيزياء الحديثة
وميكانيكا الكم

تأليف
د. محمد سالم الليد

منشورات
الدار الأكاديمية
للطباعة والتأليف والترجمة والنشر
طرابلس - الجماهيرية العظمى

الجماهيرية العربية الليبية الشعبية الاشتراكية العظمى
الدار الأكاديمية للطباعة والتأليف والترجمة والنشر
طرابلس

539,74 ل ي د
الليد، محمد سالم
مقدمة في الفيزياء الحديثة وميكانيكا الكم/ محمد سالم الليـد:
أكاديمية الدراسات العليا.- طرابلس 2009 م
556 ص، 24 سم.
1- الفيزياء النووية
2- الكيمياء النووية

كافة الأفكار الواردة بالكتاب لا تعبر إلا عن وجهة نظر المؤلف

هندسة البرمجيات
تــأليــــــف: د. محمد سالم الليد
الطبعة الأولى: 2009 ف
الرقم الدولي: ردمك 7 - 138- 43 - 9959 - 978 :.I.S.B.N
رقم الإيـــداع: 410

[الوكالة الليبية للترقيم الدولي الموحد للكتاب]
دار الكتب الوطنية
بنغازي - ليبيا
هاتف: 9090509 - 9096379 - 9097074
بريد مصور: 9097073
البريد الإلكتروني: nat_lib_libya@hotmail.com

الدار الأكاديمية للطباعة والتأليف والترجمة والنشر
أكاديمية الدراسات العليا
جنزور - شهداء عبد الجليل
ص.ب: 72331 جنزور
طرابلس - الجماهيرية العظمى
هاتف: 00218/21/4870168
00218/21/4873100
بريد مصور: 78 - 00218/21/4873075
بريد إلكتروني: E-Mail: info@alacademia.org
الموقع على الإنترنت: www.alacademia.org

المحتويات

الباب الرابع

الباب الخامس

الباب السادس

الباب العاشر

بِسْمِ ٱللَّهِ ٱلرَّحْمَٰنِ ٱلرَّحِيمِ

مقدمة

الحمد لله والصلاة والسلام على سيدنا محمد رسول الله، أما بعد فإن حركة التحديث والتجديد سنة من سنن الله تعالى في مجال المتغيرات الوجودية لذلك رأينا كل شئ في دنيا المتغيرات يتطور ويتجدد وينـزع عنه ثوب القدم ويرتدى لباس الحداثة والعصرية ففي أواخر القرن التاسع عشر اعتقد العلماء أنهم قد توصلوا إلى كل ما يحتاجونه في علم الفيزياء، وذلك لأن قوانين نيوتن بالإضافة إلى القانون العام للجاذبية، وتوحيد الكهربية والمغنطيسية عن طريق ماكسول، وقوانين الديناميكا الحرارية (هذه الفروع التي تعرف الآن بالفيزياء الكلاسيكية) حققت نجاحاً في تفسير العديد من الظواهر، وأمكن حل العديد من المشكلات التي واجهتهم في حياتهم اليومية باستخدام الفيزياء الكلاسيكية. ولكن مع بداية القرن العشرين فقد هز عالم الفيزياء ثورتان رئيستان، الأولي في سنة 1900 والتي وضع فيها بلانك الأفكار الأساسية التي قادت إلى النظرية الكمية، وأما الثانية في سنة 1905 والتي وضع فيها اينشتاين النظرية النسبية، وقد عبر اينشتاين عن الشعور الذي انتاب الفيزيائيين في تلك الأيام عندما قال عبارته المشهورة (**It was a marvelous time to be alive**) "**من الرائع أن أكون حيا هذه الفترة**". كلا النظريتين كان لهما الأثر الكبير في تعميق فهمنا للطبيعة حولنا. فخلال عقود بسيطة استطاعت النظريتان أن تساهما في إحداث تطورات جديدة في مجالات الفيزياء الذرية، والفيزياء النووية، وفيزياء الحالة الصلبة، هذه الفروع الجديدة والتي تعرف الآن بالفيزياء الحديثة.

كما أشرنا سالفًا إلى أن العديد من المشكلات التي تواجهنا في حياتنا اليومية يمكن حلها باستخدام الفيزياء الكلاسيكية بدون الاستعانة بالفيزياء الحديثة: والسبب في ذلك أن الفيزياء الكلاسيكية تتعامل مع عالمنا الحسي أي مع مفهومنا للعالم حسب فطرتنا أي مع الكتل، والسرعات والأحجام الملموسة، من ناحية أخري فإنه يتم التحقق من التأثيرات الجوهرية في الفيزياء الحديثة بطريقة غير مباشرة. هذه الحقيقة يجب ألا تقلل من أهمية دراسة الفيزياء الحديثة لأنها هي التي تزودنا بمعلومات حول حدود الفيزياء الكلاسيكية، وتخبرنا متى نستخدم الفيزياء الكمية والنظرية النسبية. بالإضافة إلى ذلك فإن الفيزياء الحديثة كان من نتاجها النظرية الذرية وكذلك ميكانيكا جديدة للتعامل مع المشكلات المجهرية، أي مع عالم الذرة، وطورت مفهومنا الفيزيائي حتى وصلنا إلى نظرة أكثر شمولية، والتي من خلالها تم التخلص من بعض الأخطاء والقيود التي كانت موجودة في النظرية الكلاسيكية. فمثلا نظرة نيوتن للفضاء والزمان المطلق تم استبدالها بافتراضات اينشتاين بأنه لا وجود لشيء مطلق . أما بديهية أن المادة لا تفني ولا تستحدث من عدم فقد أصبحت غير معمول بها بعد اكتشاف ظاهرة خلق وفناء زوج الجسيمات (creation and annihilation of particle pairs). أما خلاف الفلاسفة القدماء حول الاستمرارية والمحدودية فقد تم تسويته في الفيزياء الحديثة حيث تعدت معلوماتنا محدودية الذرة بعد اكتشاف محدودية كل من الشحنة الكهربية، والعزم الزاوي، والطاقة، والفيض المغنطيسي.

إن الغرض من هذا الكتاب هو تزويد طلاب الفرقتين الثانية والثالثة من المرحلة الجامعية بمقدمة عن الفيزياء الحديثة، ويستهدف طلاب الهندسة والعلوم الذين اجتازوا مقررات الفيزياء الكلاسيكية، ومقرر التفاضل، ولكن بعض موضوعات هذا الكتاب تحتاج إلى إلمام بالمعادلات التفاضلية. وبما أن مادة هذا الكتاب تغطي أكثر من فصل دراسي فإنه يمكن لمدرس هذه المادة اختيار المواضيع التي تناسب المنتمين لهذا المقرر. ولكي نقدم هذه المادة في ثوبها الجديد فقد اشتمل هذا الكتاب على العديد من التطبيقات والموضوعات الجديدة التي تتمشى مع القرن الحادي والعشرين، فمثلا تناولنا ظاهرة

التوصيل الفائق الكهربي حيث، أفردنا لها فصلاً كاملاً، وقد تم تخصيص الفصل الأخير للتحدث عن التقنيات النووية حيث استعنت ببعض الأخوة المتخصصين في هذه التقنيات مثل الدكتور عز الدين عرفة في كتابة الجزء الخاص بـ "التحليل بالتنشيط النيتروني" ، بالإضافة إلى ذلك تناولت بشيء من الإيجاز ظاهرة الموسباور. وفي الختام نود أن نتقدم بجزيل الشكر والعرفان لكل من ساهم في إخراج هذا الكتاب لحيز الوجود على هذه الصورة وعلى رأس هذه القائمة الدكتور عبد الحميد عبد المبدئ، والإستاد علي الزوبي والإستاد مصطفى الجهاني الذين قاموا بالمراجعة اللغوية وأدعو الله أن أكون قد وفقت في عرض مادة هذا الكتاب بصورة موجزة ميسورة سهلة التناول من قبل أبنائنا الطلاب، وفي انتقاء صورتي الغلاف لتعبرا عن بعض أهم طموحات الفيزيائيين ألا وهي إمكانية تحضير مواد لها خاصية التوصيل الفائق عند درجة حرارة الغرفة وإمكانية التحكم في عملية البلازما للحصول على ارخص مصدر للطاقة . والله الموفق والهادي إلى سواء السبيل.

﴿ قُلْ بِفَضْلِ ٱللَّهِ وَبِرَحْمَتِهِۦ فَبِذَٰلِكَ فَلْيَفْرَحُواْ هُوَ خَيْرٌ مِّمَّا يَجْمَعُونَ ﴾

[يونس: ٥٨]

المؤلف

د. محمد سالم الليد

طرابلس

الباب الأول

النظرية الذرية للمادة ونظرية الحركة للغازات

The Atomic Theory of Matter and Kinetic Theory of Gases

مقدمة

في هذا الباب سوف نتعرف على المحاولات الأولى التي تمت فيها تقدير وقياس كل من كتلة وحجم الذرات، وسوف ندرس بعض المفاهيم المتعلقة بنظرية الحركة في الغازات والتي تعتبر أول نجاح لوصف النموذج المجهري للمادة. وفي هذا الباب أيضًا سوف نتعرض لمقدمة عن الطرق الإحصائية لدالة التوزيع والمتوسطات بصورة عامة، والتي سوف ندرك أهميتها عند دراستنا لبعض الفصول القادمة.

1.1 النظرية الذرية للمادة The Atomic Theory of Matter

إن مفهوم الجسيم الأساسي الذي تتكون منه المادة أو ما يعرف بالذرة قد تم اقتراحه سنة 450 قبل الميلاد من قبل فلاسفة الإغريق وبالتحديد عن طريق كل من ديمقراط (Dmocritus) وأستاذه لسبيوس (Leucippus). ولكن لم يتم ربط هذا المفهوم بما يحدث في عالمنا إلا بعد الحصول على نتائج كمية عند إجراء التجارب الفيزيائية والكيميائية وهذا ما حدث في القرن السابع عشر والقرن الثامن عشر. فمثلا في سنة 1662 نشر العالم ربورت بويل (Robert Boyle) (1627-1691) نتائج التجارب التي أجراها والتي تشير إلى **أن حاصل ضرب كل من الضغط والحجم لكمية من الغاز سوف تكون ثابتة عند ثبوت درجة الحرارة**، إسحاق نيوتن (Isac Newton) (1642-1727) وضح في كتابه الأساسيات (Principia) سنة (1687) إنه بالإمكان اشتقاق قانون بويل إذا ما تم افتراض الغاز بأنه يتكون من جسيمات صلبة تتنافر مع بعضها بواسطة قوة تتناسب عكسيا مع مربع المسافة الفاصلة بينهما. أما أول

اشتقاق رياضي لقانون بويل باستخدام نظرية الحركة فقد تم بواسطة دانيل برنولي (Daniel Bernouli) سنة 1738. موازيا لهذه التطورات في النظرية الذرية قد تمت عن طريق فهم القوانين الكيميائية. لقد افترض العالم بروست (Proust) (1754- 1826) عند تفسيره لقانون النسب المحددة والذي منطوقة **"إن العناصر التي يتكون منها المركب الكيميائي تتحد دائما بنسبة محددة بالوزن"**. وفي سنة 1808 اقترح العالم جون دالتن (Dalton) أن العناصر تتكون من ذرات متماثلة غير قابلة للهدم، وفي نفس السنة أعلن العالم لوساك (Lussac) عن قانون توحيد الأحجام، منطوقة **" عند توحيد غازين لتكوين غاز ثالث فإن نسبة حجم الغازين تكون دائما عددًا صحيحًا"**، فمثلا عند اتحاد الهيدروجين مع الأكسجين لتكوين بخار الماء فإن نسبة حجم الهيدروجين إلى الأكسجين تكون نسبة 1:2 ، أما احتمالية الخطأ فهي 0.1 في المائة.

من الجدير بالذكر أن نشير إلى أن عنصر الهيدروجين والذي يعتبر أخف العناصر، قد تم اختياره أولًا كمعيار لحساب الكتلة الذرية حيث اعتبرت قيمته الوحدة، وبذلك فإن نسبة الكتلة الذرية لمعظم العناصر الخفيفة تكون عبارة عن قيم صحيحة. ولكن وجد أخيرًا أن نسبة الكتلة الذرية لعديد من العناصر الثقيلة لا تكون صحيحة وهذا الانحراف عن العدد الصحيح يكون بسيطًا جدًا إذا ما اختير الأكسجين كمعيار باعتبار مقدار كتلته 16. وأخيرًا اختير الكربون 12 كمرجع وأن واحد على أثنى عشر من كتلته تعرف بوحدة الكتلة الموحدة u وقيمتها التقريبية هي $u = 1.66x10^{-24}$ g والتي سوف يتم توضيحها فيما يلي:

في سنة 1811 اقترح العالم الفيزيائي أفوجادروا (Avogadro) وجود الجريئات ووضع الافتراضات التالية التي لم تقبل ذلك الوقت:

1. تعتبر جسيمات الغاز صغيرة جدًا بالمقارنة بالمسافات البينية الفاصلة بينها.
2. تتكون جسيمات العناصر في بعض الأحيان من عدد اثنين أو أكثر من الذرات المتلاصقة مع بعض، هذه الجسيمات تسمي بالجزيئات وذلك لتمييزها عن الذرات.

3. الأحجام المتساوية من الغازات عند نفس درجة الحرارة والضغط تحتوي على نفس العدد من الجزيئات.

يعرف الافتراض الثالث بقانون أفوجادرو، وهو صالح للعناصر والمركبات سواء كانت غازية، أو سائلة، أو صلبة.

باستخدام هذه الافتراضات ونتائج العلماء الذين سبقوه مثل لوسك ، ودالتن ، وبروست وآخرين، استطاع أفوجادروا التعرف على مكونات الجزيئات، حيث وجد أنه من الضروري افتراض إن جزيئات الغاز مثل الهيدروجين والأكسجين تحتوي على ذرتين. في البداية عدد قليل من العلماء قبلوا هذه الافتراضات، والسبب في ذلك أنهم وجدوا من الصعب فهم لماذا ذرتين من الأكسجين فقط يمكن أن تتحد لتكون جزيء O_2 وأن ثلاثة أو أربع ذرات من الأكسجين لا يمكن أن تتحد لتكون O_3 أو O_4 ، هذه الصعوبات لم تحل إلا بعد تطوير ميكانيكا الكم. في الحقيقة أفوجادروا لم يستطع تقدير عدد الجزيئات الموجودة في الغاز ولا حجم الجزيئات، وقد مرت 50 سنة قبل عمل مثل هذه الحسابات على يد العالم لشمدت (Loschmidt) سنة 1865.

1.2 عدد أفوجادروا Avogadro's Number

يعرف عدد أفوجادروا بأنه عدد الذرات اللازمة للحصول على كمية من العنصر تعادل كتلته الذرية بالجرامات ويرمز له بالرمز N_A . فمثلا في حالة الهيدروجين يساوي 1g أما في حالة الكربون فهو 12.00g.

وبذلك فإن كتلة ذرة واحدة من ^{12}C (هي بالتحديد 12.00 وحدة الكتلة الموحدة u. وباستخدام هذه الوحدة فإن الكتلة الذرية لذرة الهيدروجين هي 1.007g، وبذلك فإن كتلة عدد أفوجادروا للهيدروجين هي 1.0079g.

ويعرف عدد أفوجادروا N_A من الذرات أو الجزيئات للمادة بالمول لتلك المادة .

وبذلك فإن كتلة واحد مول من الذرات H هي 1.0079 g، وكتلة واحد مول من جزيئات H_2 هي 2.0158 g تعرف هذه الكتلة بالوزن الجزيئي لـ H_2. أما عدد أفوجادروا الحالي فهو :

$$N_A = 6.0220x10^{23}$$

وبمعلومية عدد أفوجادروا يصبح من السهولة تعيين كتلة الذرة أو الجزيء من المادة . فمثلا إذا كان 32g من الأكسجين تحتوي على N_A من جزيئات O_2 ، فإن كتلة ذرة الأكسجين هي :

$$m = \frac{1}{2} x \frac{32}{N_A} = 2.66x10^{-23} g$$

هذه الكمية الصغيرة جدا هي السبب وراء عدم اكتشاف النظرية الذرية للمادة لفترة طويلة. بما أن عدد أفوجادروا لوحدة الكتلة الموحدة يحتوي بالتحديد على 1g وحدة الكتلة الموحدة، وهي عبارة عن مقلوب N_A :

$$1U = \frac{1}{N_A} = \frac{1g}{6.022x10^{23}} = 1.66x10^{-24} g$$

إن عدد أفوجادروا يسمح لنا كذلك بتقدير حجم الذرات كما سنشاهد في المثال التالي . إذا كانت كتلة واحد جرام مول من الحديد هي 55.847g، وأن كثافة الحديد هي 7.85g /cm^3 ، وبذلك فإن حجم جرام مول من الحديد:

$$V_M = \frac{55.847 g}{7.85 g / cm^3} = 7.11 cm^3$$

وإذا ما افترضنا أن الفراغ المسموح به لكل ذرة هو عبارة عن حجم مكعب صغير حجمه:

$$d^3 = \frac{v_M}{N_A} = 1018x10^{-23} cm^3$$

أما طول ضلع هذا المكعب فهو:

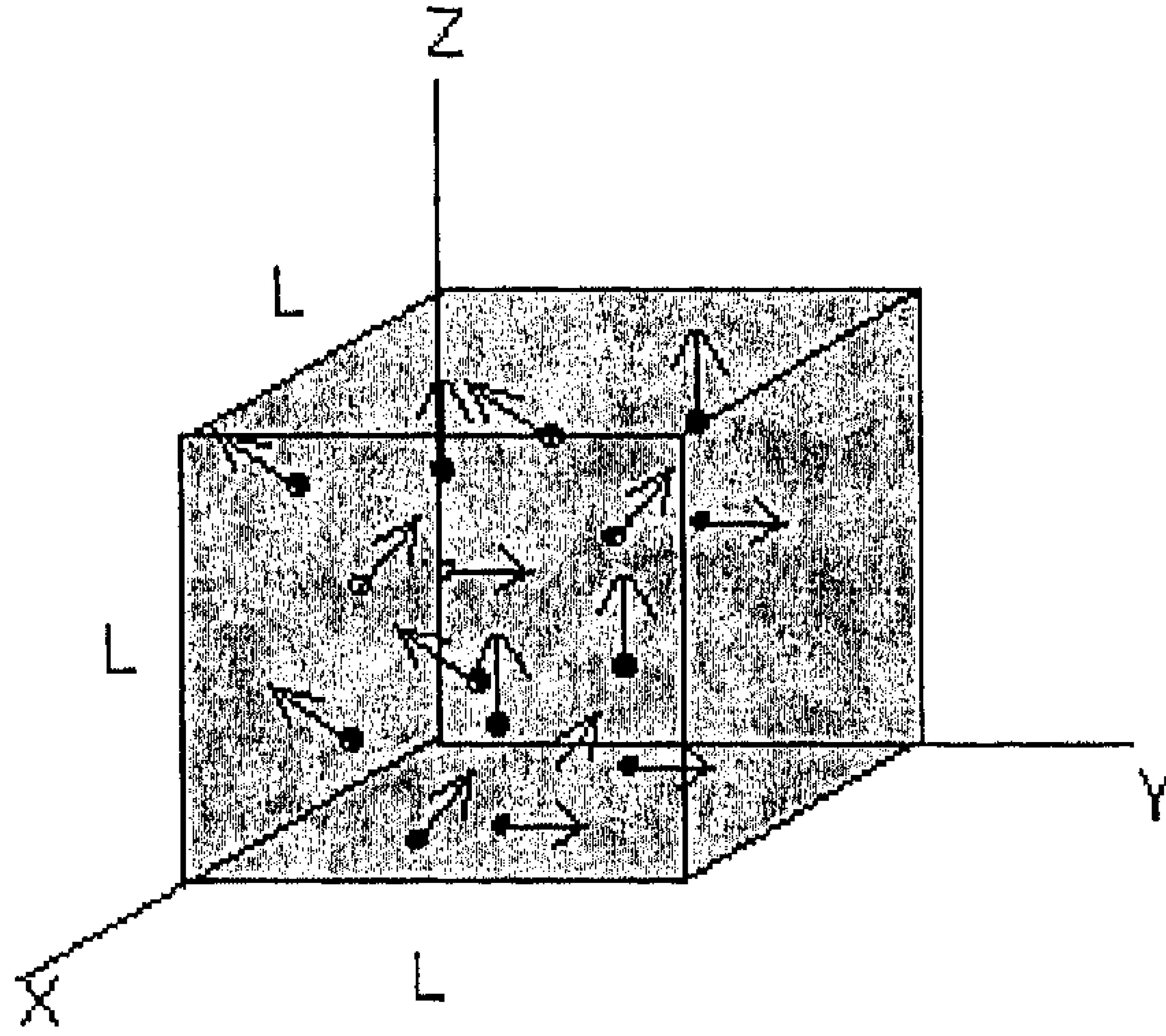
$$d = 2.27x10^{-8}cm = 2.27x10^{-10}m = 2.27\ \overset{o}{A}$$

حيث A^o تعرف بوحدة الأنجسترم $A^o = 1x10^{-10}$ m . بما أن هذه المسافة d تمثل البعد بين مركزي ذرتي الحديد، وبذلك يمكن تقدير نصف قطر الذرة للحديد $1A^o$.

1.3 نظرية الحركة للغازات The Kinetic Theory of Gases

نستخدم نظرية الحركة للغازات عند تعاملنا مع كم هائل من الجسيمات المتماثلة، حيث تفترض هذه النظرية أن جسيمات الغاز تتحرك بسرعة عالية وفي جميع الاتجاهات (أي عشوائيا)، وتصطدم العديد من المرات مع بعضها البعض ومع جدار الإناء . بما أنه في الوقت الحاضر لا يوجد الحاسب ذات الذاكرة الكافية لتتبع مواضع و سرعة هذا العدد الهائل من الجسيمات التي تتحرك عشوائيا، أصبح من الضروري استخدام المتوسطات الإحصائية للحصول على نتائج مرضية.

نفرض أنه لدينا مكعب طول طلعه L كما هو مبين بالشكل (1.1) ، يحتوي على عدد N من جزيئات الغاز الموجود عند درجة حرارة اتزان T، وأن القوة الوحيدة المؤثرة على الغاز هي قوة التصادم المرن، وإن هذه الجزيئات موجودة في حالة تشوش كامل (والمقصود بذلك إن إي جزيء يمكن أن يشغل أي موضع وكذلك له جميع اتجاهات السرعة محتملة)، وإن جدران الإناء صلبة، والجسيمات عبارة عن كرات صلبة وبذلك فإن جميع التصادمات عبارة عن تصادم مرن مثالي. بالإضافة إلى ذلك فأننا سوف نعتبر إن حجم جزيئات الغاز صغيرة جدا بالمقارنة بالمسافة البينية بينهما، ورغم العدد الهائل لهذه الجزيئات فإن الحيز الذي تشغله يمثل جزءًا بسيطًا من الحجم الكلي L^3.



شكل (1.1) حركة الجزيئات داخل المكعب

والآن يمكن أن نمثل سرعة الجزيء عند أي لحظة بمركبات السرعة v_x، v_y، v_z، ومربع هذه السرعة هي:

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

وبذلك فإن متوسط مربع السرعة لعدد (N) من الجسيمات هي :

$$\overline{v^2} = \frac{\sum_i v_i^2}{N} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} \quad \text{..................................} \quad \mathbf{(1.1)}$$

حيث الخط الموجود فوق السرعة يشير إلى متوسط القيمة لعدد N من الجسيمات . وبما أن الغاز في حالة اتزان فإنه لا يوجد أي اتجاه مفضل، أي أن جميع اتجاهات السرعة متساوية الاحتمال، وبذلك:

$$v_x^2 = v_y^2 = v_z^2$$

ولذلك فإن المعادلة (1.1) تأخذ الصورة التالية:

$$\overline{v^2} = 3\overline{v_x^2} \quad \text{.........} \quad \mathbf{(1.2)}$$

والآن نفرض أن كتلة الجزيء هي m ، ومركبة سرعته في اتجاه x هي v_x وكمية الحركة لهذا الجزيئ $p_x(m, v_x)$ في اتجاه x . بعد التصادم المرن مع الجدار الذي يبعد مسافة x = L تصبح كمية الحركة تساوي $-mv_x$، وبذلك فإن مقدار التغير في كمية الحركة في اتجاه x بعد التصادم $2mv_x$. أما عدد المرات في الثانية التي يصطد م فيها الجزيء مع الجدار الذي على بعد x = L فهي $v_x/2L$. بما أن القوة حسب القانون الثاني لنيوتن هي معدل تغير كمية الحركة في الثانية. وبذلك فإن هذا الجزيء سوف يؤثر على جدار الإناء بقوة قدرها:

$$F = 2mv_x\left(\frac{v_x}{2L}\right)$$

$$F = m\frac{v_x^2}{L} \quad \text{.........} \quad \mathbf{(1.3)}$$

أما القوة الكلية المؤثرة على الجدار والناتجة عن عدد N من الجزيئات:

$$F_x = \sum f_i = \frac{m}{L}\sum v_{xi}^2 = \left(\frac{mN}{L}\right)\left(\frac{1}{N}\right)\sum \ v_{xi}^2$$

$$F_x = \frac{mN}{L}(\overline{v_x^2}) = \left(\frac{mN}{3L}\right)\overline{v^2} \quad \text{.........} \quad \mathbf{(1.4)}$$

وبما أن الضغط هو عبارة عن القوة على وحدة المساحة فإن:

$$p = \frac{F}{L^2} = \left(\frac{mN}{3L^3}\right)\overline{v^2} = \left(\frac{mN}{3V}\right)\overline{v^2} \quad \text{.........} \quad \mathbf{(1.5)}$$

حيث V هو حجم المكعب :

$$PV = \frac{1}{3}mN\overline{v^2} = \frac{2}{3}N\left(\frac{1}{2}m\overline{v^2}\right) = \frac{2}{3}N\overline{\varepsilon_k} \quad \text{.........} \quad \mathbf{(1.6)}$$

حيث $\overline{\varepsilon_k}$ هي متوسط طاقة الحركة الانتقالية للجزيء الواحد:

$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{1}{2} m\overline{v^2} \qquad (1.7)$$

وبمقارنة معادلة (1.6) بقانون الغاز المثالي:

$$PV = \nu RT \qquad (1.8)$$

حيث $\nu = N/N_A$ ، و T هي درجة الحرارة المطلقة للغاز، و R ثابت الغاز

R = 8.31 J /Kmole K

= 1.987 cal / K mole K

وبذلك نتحصل على :

$$\frac{2}{3} \nu N_A \overline{\varepsilon_k} = \nu RT$$

أو

$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{3}{2} \left(\frac{R}{N_A}\right) T = \frac{3}{2} KT \qquad (1.9)$$

حيث الثابت $K = R/N_A$ يعرف بثابت بولتزمان ويساوي

$$K = \frac{R}{N_A} = 1.1381 x 10^{-23} J/K$$

معادلة (1.9) توضح إن متوسط طاقة الحركة لجزيء الغاز المثالي تتناسب مع درجة الحرارة المطلقة للغاز.

مثال (1.1):

إذا كانت درجة حرارة الهواء في الغرفة هي $27\ ^{o}C$. احسب متوسط طاقة الحركة لجزيئات الهواء؟

الحل:

من معادلة **(1.9)** فإن متوسط طاقة الحركة للجزيئ هي:

$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{3}{2}KT = \frac{3}{2}(1.38\times10^{-23}J/K)\times300$$
$$= 6.21\times10^{-21}J$$

مثال (1.2): احسب الجدر التربيعي لمتوسط السرعة v_{rms} لجزيئات النيتروجين عند درجة حرارة $T = 300\ K$ ؟

الحل:

يمكن حساب كتلة الجزيء وذلك عن طريق قسمت وزنه الجزيئ A بعدد أفوجادروا N_A. أي أن $m = \frac{A}{N_A}$. ومن معادلة **(1.7)** يمكن حساب v^2 ومن تم v_{rms}.

$$\overline{v^2} = \frac{2\overline{\varepsilon_k}}{m}$$
$$= 2\overline{\varepsilon_k}\frac{N_A}{A} = \frac{2}{A}\times6.21\times10^{-21}\times6.02\times10^{23}$$
$$= (\frac{747.7}{A})\times10^{2}(m/s)^2$$

الوزن الجزيء لنيتروجين هو 28. وبذلك

$$v_{rms} = \sqrt{\frac{747.7}{28}}\times10^{2}m/s \approx 516.8m/s$$

1.4 الحرارة النوعية للغازات Specific Heat of Gases

تشير معادلة **(1.9)** إلى أن متوسط طاقة الحركة لجزيء الغاز المثالي تعتمد خطيا على درجة الحرارة، وبذلك يمكن استخدام هذه المعادلة لحساب الحرارة النوعية للغاز المثالي ومقارنتها بالنتائج التجريبية. وبإهمال تأثير القوة الخارجية على الغاز فإن طاقة الوضع سوف تساوي صفر وبذلك تصبح الطاقة الكلية U هي عبارة عن طاقة الحركة فقط:

$$U = N_A\overline{\varepsilon_k} = \frac{3}{2}N_AKT = \frac{3}{2}RT \quad\text{.................................}\quad \textbf{(1.10)}$$

تعرف الحرارة النوعية بأنها كمية الطاقة اللازمة لتغيير درجة حرارة الغاز درجة واحدة مطلقة. وباستخدام معادلة (**1.10**) يمكن حساب الحرارة النوعية للغاز المثالي عند ثبوت الحجم كالآتي:

$$c_v = (\frac{\partial u}{\partial T})_v = \frac{3}{2} R = 2.98 \frac{Kcal}{Kmole}$$

وبذلك فإن نظرية الحركة تتوقع قيمة ثابتة للحرارة النوعية لجميع الغازات المثالية. وبالنظر إلى النتائج التجريبية في جدول (**1.1**) نلاحظ إن هذه القيمة تتفق مع جميع الغازات أحادية الذرة مثل غاز الأرجون، الهليوم، والزئبق . وفي نفس الوقت نلاحظ من هذه النتائج شيء غريب وهو أن جزيئات الغازات التي تحتوي على أكثر من ذرة فإن قيمة الحرارة النوعية لها تكون أكبر من 2.98 .

جدول (1.1)

الحرارة النوعية لبعض الغازات عند درجة حرارة الغرفة والضغط الجوي

C_v (Kcal/Kmole-K)	الغاز
2.98	A
2.98	He
2.98	Hg
4.94	CO
4.88	H_2
5.11	HCl
4.96	N_2
5.02	NO
5.03	O_2
6.80	CO_2

إن الحل لهذا الاختلاف يكمن في تعريفنا السليم لعدد درجات الحرية التابعة لكل جزيء، حيث تعرف درجة الحرية بأنها الإحداثيات اللازمة لتحديد موضع ومركبات السرعة التابعة لجسيم في النظام الميكانيكي. فمثلا في حالة الخرزة التي تتحرك على سلك فإننا نحتاج إلى إحداثي واحد لتحديد موضع الخرزة . أما في حالة الكرة التي تتحرك على المنطقة فإننا نحتاج إلى إحداثيتين إما (x، y) أو (r، ϑ). أما إذا أردنا أن نحدد موضع جسم يطير في الحجرة ، فإننا نحتاج إلى ثلاثة أبعاد (x، y، z).

بالعودة إلى معادلة (1.9) نلاحظ إن متوسط طاقة الحركة الانتقالية لجزيء الغاز في حالة تعادل حراري هيKT (3/2) ، إذا ما افترضنا أن كل جزيء عبارة عن جسيم (أي نقطة كتلة ليس له أبعاد) فإن درجات الحرية سوف تكون ثلاثة فقط في اتجاه كل من x،y.z فإننا نستنتج [هناك في المتوسط، ($^1/_2$) KT من طاقة الحركة تتبع كل درجة حرية] تعرف هذه القاعدة بنظرية تساوي التجزئة (equi partition theorem).

مثال (1.3): احسب الحرارة النوعية لغاز ثنائي الذرة؟ الحل: بما أن جزيء أحادي الذرة يمكن معاملته على إنه نقطة كتلة له ثلاثة درجات حرية انتقالية، فإن جزيء ثنائي الذرة والذي عبارة عن دمبل (dumbbel) له درجتان حرية إضافية، أي مجموع خمس درجات حرية على الأقل.	وحسب نظرية تساوي التقسيم فإننا نعوض عن كل درجة حرية بمقدار ($^1/_2$) KT في معادلة الطاقة الكلية: $\varepsilon = 5x\frac{1}{2}NKT = \frac{5}{2}NKT = \frac{5}{2}RT$ ومن تم فإن الحرارة النوعية: $c_v = \frac{5}{2}R = 4.97 Kcal / Kmole^o K$

$$c_v = \frac{5}{2}R = 4.97 Kcal / Kmole^o K \qquad (1.11)$$

هذه النتيجة تتفق إلى حد ما مع القيم الموجودة في جدول (**1.1**) وذلك في حالة جزيئات ثنائي الذرة. إن نجاح نظرية الحركة في تفسير الحرارة النوعية للغازات زادت من الثقة في استخدام النظرية الذرية للمادة. هذا النجاح صاحبه بعض المشاكل الأخرى، من أهمها هو عدم تفسير لماذا الحرارة النوعية للغازات تعتمد على درجة الحرارة بينما معادلة (**1.11**) تدل على إن الحرارة النوعية عبارة عن قيمة ثابتة عند درجات الحرارة. استمرت هذه المشكلة كأحد المعضلات التي تواجه الفيزيائيين حتى تم اكتشاف ميكانيكا الكم، استخدمت تكمية الطاقة للحصول على تفسيرات مرضية لحزم هذه المشكلة. وسوف نناقش هذا الموضوع في الفصول القادمة.

1.5 دوال التوزيع Distribution Functions

في هذا الجزء من الباب سوف نناقش مفهوم دوال التوزيع بصورة عامة، ونوضح ذلك ببعض الأمثلة البسيطة من حياتنا اليومية. ترجع أهمية مفهوم دوال التوزيع ليس عند دراستنا لهذا الباب فحسب ولكن تزداد أهميته عند مناقشتنا لدوال التوزيع في ميكانيكا الكم. والآن نفرض إن أحد المدرسين أجرى اختبارًا لعدد كبير من الطلبة وليكن N، حيث كانت الدرجة النهائية هي 50 درجة. أحد الطرق لتوضيح نتيجة هذا الامتحان هو حساب المتوسط الحسابي لدرجات المتحصل عليها من قبل الطلبة، ولكن هذه الطريقة لاتصف لنا التوزيع الكلي للدرجات، والسبب في ذلك يرجع إلى الآتي، نفرض أن جميع الطلبة تحصلوا على 25 درجة فإن هذه النتيجة تختلف عما إذا كان N/2 من الطلبة تحصلوا على 50 درجة وإن N/2 تحصلوا على صفر مع أن كلا النتيجتين لهم نفس المتوسط الحسابي. ولكي نوضح نتيجة هذا الامتحان توضيحا فعليًا فإننا نقوم بقسمة عدد الطلبة n_i المتحصلين على درجة s_i على العدد الكلي N لنتحصل على نسبة الطلبة $f_i = n_i/N$ المتحصلين على الدرجة s_i ، حيث f_i ، و n_i كلاهما يعرف بدوال

التوزيع . أما احتمالية أن أحد الطلبة يتحصل على درجة s_i من العدد الكلي N والذي يتم اختياره عشوائيا ، فإنه يساوي عدد الطلبة المتحصلين على هذه الدرجة $n_i = N f_i$ مقسومًا على العدد الكلي N ، أي أن هذه الاحتمالية تساوي دالة التوزيع f_i حيث:

$$\sum f_i = \frac{\sum n_i}{N} = \frac{1}{N}\sum n_i = 1 \quad \text{...} \quad (1.12)$$

يعرف بشرط التسوية (Normalization condition)، ولحساب متوسط درجة الفصل، فإننا نقسم حاصل جمع كل الدرجات على العدد الكليN ، بما أن كل درجة s_i تحصل عليها عدد $n_i = Nf_i$ من الطلبة فإن الدرجة المتوسطة يتم حسابها كالآتي :

$$\bar{s} = \frac{1}{N}\sum s_i n_i = \frac{1}{N}\sum s_i N f_i = \sum s_i f_i \quad \text{..........................} \quad (1.13)$$

وباستخدام هذه المعادلة يمكن أن نعمم هذا المفهوم على أي دالة g(s):

$$\overline{g(s)} = \sum g(s_i) f_i$$

أما المتوسط لمربع الدرجة فهو:

$$\overline{S^2} = \sum S_i^2 f_i \quad \text{...} \quad (1.14)$$

أحد القيم المهمة والتي تعرف بالانحراف المعياري (Standard deviation)

$$\sigma = [\sum_i (s_i - \bar{s})^2 f_i]^{0.5} \quad \text{..} \quad (1.15)$$

والتي يمكن تبسيطها على الصورة التالية:

$$\sum_i (s_i - \bar{s})^2 f_i = \sum_i s_i^2 f_i + \bar{s}^2 \sum_i f_i - 2\bar{s}\sum_i s_i f_i = \overline{s^2} - \bar{s}^2$$

$$\sigma = \sqrt{\overline{s^2} - \bar{s}^2} \quad \text{..} \quad (1.16)$$

حيث الانحراف المعياري يقيس لنا توزيع القيمة S_i حول القيمة المتوسطة كما هو مبين في الشكل **(1.2)**.

مثال (1.4):

في أحد امتحانات الفيزياء كانت الدرجة النهائية 100 وعدد الطلبة 25 طالبًا حيث كانت الدرجات كالآتي:

63، 81، 82، 38، 65، 80، 52، 57، 67، 65، 74، 70، 52، 45، 59، 88، 67، 88، 70، 73، 54، 81، 67، 62، 38

احسب كل من الدرجة المتوسطة S، والجدر التربيعي لمتوسط الدرجة S_{rms}، والانحراف المعياري σ ؟

الحل:

الدرجة المتوسطة:

$$\bar{s} = \frac{1}{N}\sum s_i n_i$$

=(38x1+45x1+52x2+54x1+57x1+59x1
+62x1+63x1+65x2+67x3+70x2+73x1+7
4x1+80x1+81x2+82x1+88x2)/25 = 66

الجدر التربيعي لمتوسط الدرجة :

$$s_{rms} = \sqrt{66} = 8.12$$

ولحساب الانحراف المعياري يجب أولا حساب متوسط مربع الدرجة من المعادلة **1.14**

$$\overline{s^2} = \frac{1}{N}\sum s_i^2 n_i = 4430.12$$

الانحراف المعياري:

$$\sigma = \sqrt{\overline{s^2} - \bar{s}^2}$$

$$= \sqrt{4430.12 - (66)^2} = 8.61$$

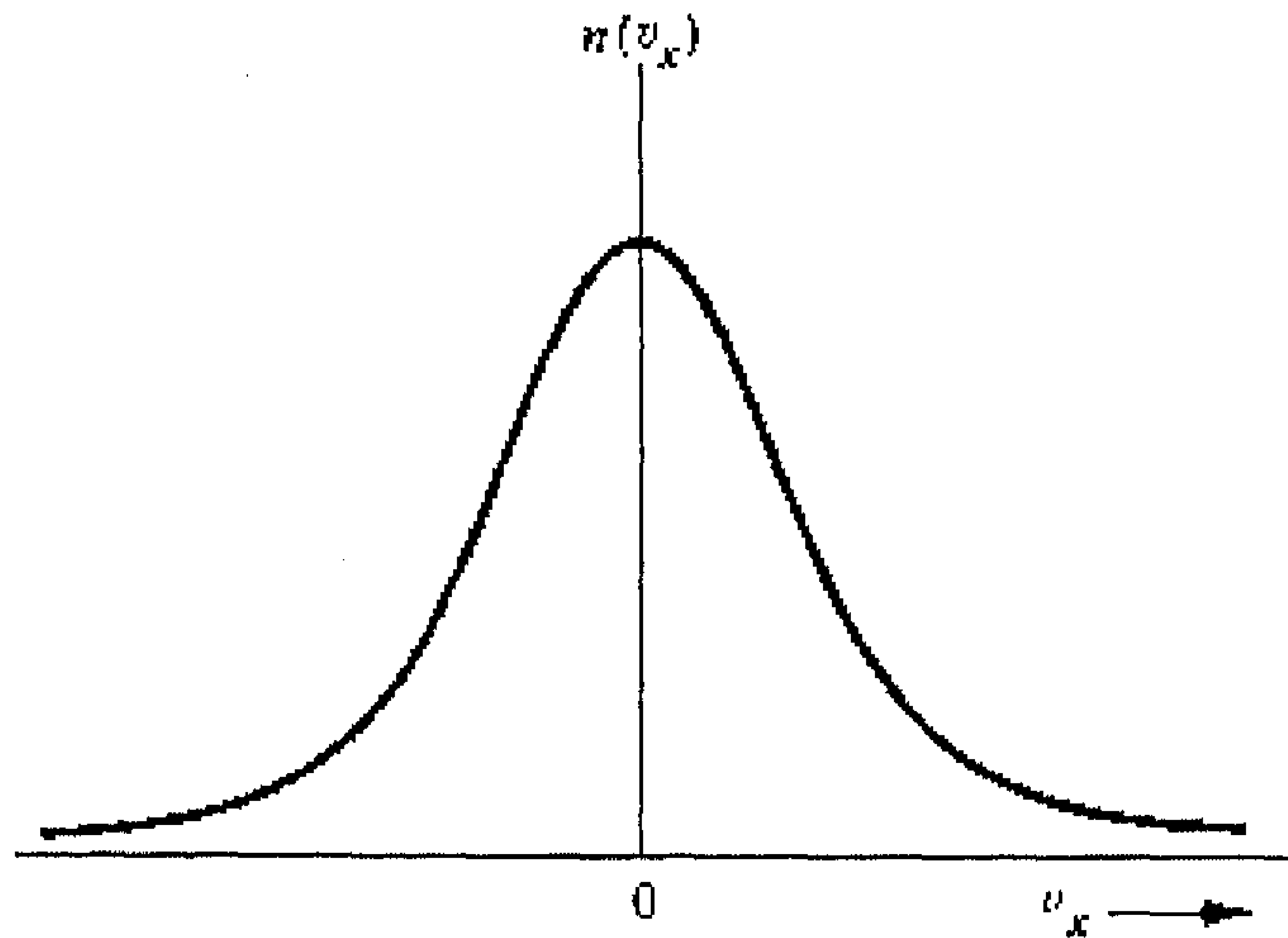
نفرض الآن الحالة التي يكون فيها التوزيع مستمرًا بدلًا من محدودًا كما سبق، ونفرض إن دالة التوزيع هي f (x) وفاصل التغيير هو Δx ، وإن العدد الكلي للحالات

هي N . عندما تكون N كبيرة جدًا نستطيع اختيار Δ x صغيرة جدًا، وبذلك يكون التغير في الدالة f (x) بسيط جدًا بين الفواصل، ونتيجة لذلك فإن الرسم البياني بين f (x)، و x يأخذ شكل المنحني المستمر بدلا من المتقطع وذلك عندما $N \to \infty$ وكذلك $\Delta x \to 0$. في معظم الحالات المهمة تكون قيمة N كبيرة جدًا والفواصل Δx تكون أصغر ما يمكن . وبذلك في العادة يتم اقتراح دالة التوزيع f (x) كدالة مستمرة وتستبدل الفواصل بالأتي $\Delta x \to dx$ وكذلك نستبدل عملية الجمع بالتكامل ، ويتم حساب القيمة المتوسطة (x)كالآتي :

$$\bar{x} = \int x f(x) dx \quad \text{...} \quad (1.17)$$

أما شرط التساوي فهو :

$$\int f(x) dx = 1 \quad \text{...} \quad (1.18)$$



شكل (1.2)

احتمالية التوزيع لأحد مركبات السرعة لجزيء الغاز والتي عبارة عن دالة جاوس

1.6 توزيع ماكسول لسرعات The Maxwell Distribution of Velocities

لقد عرفنا سابقًا متوسط السرعة للجزيئات وكذلك الجذر التربيعي لمربع متوسط السرعة ، و لم نذكر أي شئ عن التوزيع الحقيقي للسرعة. ولكن نتوقع في حالة النظام الحقيقي والذي يكون فيه التصادم بين الجزيئات ليس مرنا كليًا، إن سرعة الجزيئات تتغير بمعدل كبير من مكان إلى آخر، وإنه من المعقول أن نفترض أن سرعة الجزيء تتغير بالزمن. هذه التوقعات هي التي قادت ماكسول (J.C.Maxwel) سنة 1859 لاكتشاف دالة التوزيع لسرعات الجزيء . ولكي نستوعب اشتقاق هذه الدالة فإننا نبدأ بافتراض مركبات السرعة لكل جزيء على حدة، ففي حالة الاستقرار فإننا نتوقع توزيع مركبة السرعة v_x تكون متماثلة حول $v_x = 0$ وبالمثل نتوقع توزيع مركبة السرعة v_y ، و v_z حول $v_y = 0$ ، و $v_z = 0$ على التوالي. هذه الافتراضات تتمشى مع مناقشتنا السابقة، حيث وجدنا بالتجربة إنه بالفعل دوال التوزيع متماثلة وإن شكل منحني التوزيع يعرف بدالة قاوس (Gaussian function) . وبذلك يمكن أن نصف الصورة التي تكون عليها احتمالية مركبة سرعة الجزيء بالآتي:

$$P(v_x) = C\exp(-\frac{v_x^2}{2\sigma^2}) \quad \textbf{(1.19)}$$

حيث يتم تعيين قيم كل من C وσ متأخرًا. الثابت C له علاقة بالعدد الكلي لجزيئات الغاز ، أما σ فهي خاصية دالة التوزيع وتعرف بالانحراف المعياري كما سبق، حيث 68٪ من قيم v_x تكون واقعة بين σ حول القيمة المتوسطة $v_x = 0$. وبنفس الطريقة يمكن أن نعرف باقي دوال الاحتمال كالآتي:

$$P(v_y) = C\exp(-\frac{v_y^2}{2\sigma^2}) \quad \textbf{(1.20)}$$

بما أن المتغيرات v_x، v_y، v_z مستقلة كليًا، فإن الاحتمالات التي سبق تعريفها سوف

تكون مستقلة كذلك. وبذلك نستنتج إن احتمالية السرعة سوف تحتوي على مجموعة المركباتv_x، v_y، v_z والتي يمكن الحصول عليها بحاصل ضرب الثلاثة احتمالات:

$$P(v) = P(v_x)xP(v_y)xP(v_z)$$

$$= C^3 \exp[-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2\sigma^2}]$$

$$= C^3 \exp[-\frac{v^2}{2\sigma^2}]$$

والآن يمكن لنا حساب عدد الجزيئات التي سرعتها تقع ما بين v و v+dv ، وذلك عن طريق ضرب الاحتمالية في حجم سمك الكرة الواقع بين v وv+dv :

$$n(v)dv = P(v).4\pi v^2 dv = 4\pi c^3 \exp(-\frac{v^2}{2\sigma^2})v^2 dv \quad \text{......................} \quad \mathbf{(1.21)}$$

وبما أن N هي العدد الكلي للجزيئات فإن:

$$N = \int n(v)dv = 4\pi c^3 \int \exp(-\frac{v^2}{2\sigma^2})v^2 dv \quad \text{........................} \quad \mathbf{(1.22)}$$

ولمعرفة نتيجة هذا التكامل فإننا نستعين بجدول **1.2** .

جدول (1.2) قيمة التكامل I_n

I_n	N
$(1/2)\ (\pi)^{0.5}\ \lambda^{-0.5}$	0
$(1/2)\ \lambda^{-1}$	1
$(1/4)\ (\pi)^{0.5}\ \lambda^{-3/2}$	2
$(1/2)\ \lambda^{-2}$	3
$(3/8)\ (\pi)^{0.5}\ \lambda^{-5/2}$	4
$f\ x_n \exp(-\lambda\ x^2)dx = 2\ I_n$	n is even
$f\ x_n \exp(-\lambda\ x^2)dx = 0$	n is odd

حيث $I_n = \int x^n \exp(-\lambda x^2) dx$ ، وn =1، 2، 3، ......

في هذه الحالة فإن n=2 و $\lambda = 1/2\sigma^2$ وبذلك نتحصل على :

$$N = 2\pi C^3 \sigma^3 \sqrt{2\pi}$$

والآن يمكن كتابة الثابت C :

$$C^3 = \frac{N}{(\sigma\sqrt{2\pi})^3}$$

وبالتعويض في معادلة (**1.21**):

$$n(v)dv = (\frac{2N}{\sigma^3\sqrt{2\pi}}) \int \exp(-\frac{v^2}{2\sigma^2}) v^2 dv \quad \text{..........} \quad \mathbf{(1.23)}$$

أما حساب طاقة الحركة الكلية للغاز فإنه يتم عن طريق حاصل ضرب عدد الجزيئات ذات السرعة v في طاقة الحركة للجزيء $(1/2)\, mv^2$ ثم جمع حاصل هذا الضرب لكل السر عات المحتملة v ، وحيث إن هذا الناتج يجب أن يساوي طاقة الحركة الكلية $(3/2)\, KT$ فإن:

$$\int \frac{1}{2} m v^2 n(v) dv = \frac{3}{2} NKT$$

وباستخدام معادلة (**1.23**):

$$\frac{3}{2} NKT = \frac{Nm}{\sigma^3\sqrt{2\pi}} \int \exp(-\frac{v^2}{2\sigma^2}) v^4 dv$$

ولإيجاد قيمة هذا التكامل فإننا نستخدم جدول (**1.2**)، حيث (n=4) نحصل على:

$$\frac{3}{2} NKT = \frac{3}{2} Nm\sigma^2$$

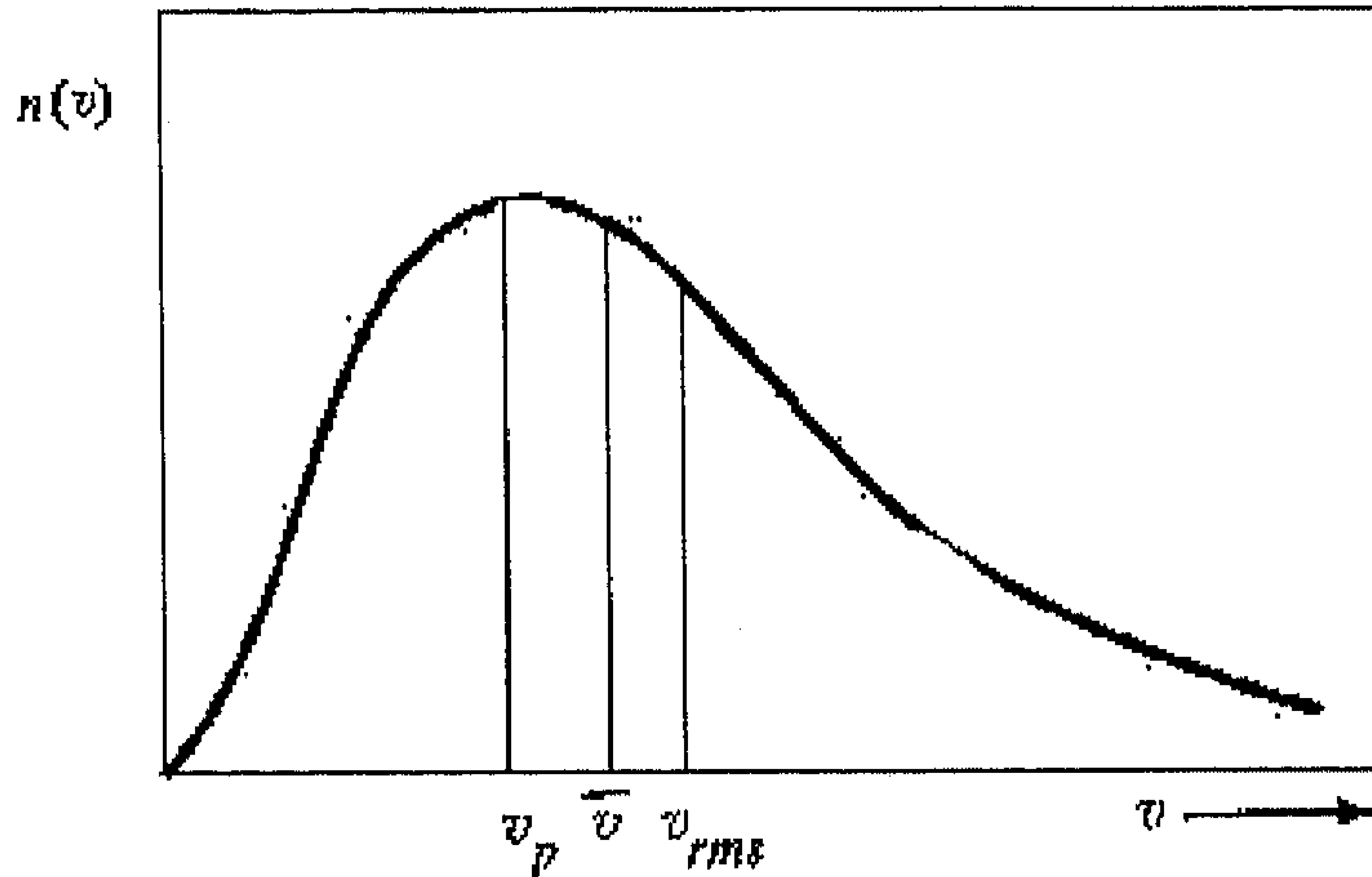
نستنتج من هذه المعادلة إن σ يجب أن تساوي :

$$\sigma^2 = \frac{KT}{m}$$

وبالتعويض في معادلة (1.23) عن قيمة σ فإننا نصل الي توزيع ماكسول لسرعات:

$$n(v)dv = 4\pi N \sqrt[\frac{3}{2}]{\frac{m}{2\pi KT}} v^2 \exp(-\frac{mv^2}{2KT})dv \quad \text{.......................} \quad \textbf{(1.24)}$$

رسم هذه الدالة موضح في شكل (1.3)، يوضح هذا الشكل بعض القيم المهمة، مثل السرعة الأكثر احتمالا v_p وكذلك الجذر التربيعي لمتوسط السرعة v_{rms}.



شكل (1.3)

توزيع ماكسول لمسرعات، يوضح السرعة الأكثر احتمالا v_p، وكذلك الجذر التربيعي لسرعة v_{rms}

مثال (1.5): احسب السرعة الأكثر احتمالا، والسرعة المتوسطة، وكذلك الجذر التربيعي لسرعة لجزيء الهيدروجين عند درجة حرارة 1000k؟ **الحل:** بما أن جميع هذه السر عات تحتاج لحساب القيمة KT/m ، فلنبدأ بذلك كتلة جزيء الهيدروجين m_{H2} باستخدام أفوجادروا: $m_{H_2} = \frac{2}{6.022x10^{23}}$	$\frac{KT}{m} = \frac{1.38x10^{-23}}{6.33x10^{-23}} x10^{3} = 4.15x10^{3}(m/s)^{2}$ والآن نستطيع حساب كل من: $v_p = \sqrt{\frac{2KT}{m}} = \sqrt{2x4.15x10^{3}} = 91.16 m/s$ متوسط السرعة: $v = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8x4.15x10^{3}}{\pi}} = 1.04x10^{2} m/s$ أما : $v_{rms} = \sqrt{\frac{3KT}{m}} = \sqrt{3x4.15x10^{3}} = 1.13x10^{2} m/s$

1.7 ظاهرة الانتقال Transport Phenomena

في هذا الجزء من الباب سوف ندرس عدة ظواهر لها علاقة وطيدة بنظرية الحركة، مثل اللزوجة، والتوصيل الحراري، والانتشار، والتي جميعها يعتمد على حجم الجزيئات وكذلك على تصادم الجزيئات. إن نجاح نظرية الحركة في دراسة هذه الظواهر يعتبر دليلًا قاطعًا على صلاحية هذه النظرية ومن تم على حقيقة وجود الجزيئات.

حسب نظرية الحركة فإن اللزوجة تتضمن انتقال كمية الحركة، والتوصيل الحراري يتضمن انتقال طاقة الحركة ، أما الانتشار فإنه يتضمن انتقال كثافة الجزيئات. إن تصادم الجزيئات يلعب دورا مهما في انتقال هذه المقادير، وإن عدد مرات التصادم

يعتمد مباشرة على كل من حجم وعدد الجزيئات في وحدة الحجوم، وإن العلاقة التي تربط بين حجم الجزيء d^3 وعدد أفوجادروا هي الكثافة ρ .

$$\rho = \frac{M}{N_A d^3} \qquad (1.25)$$

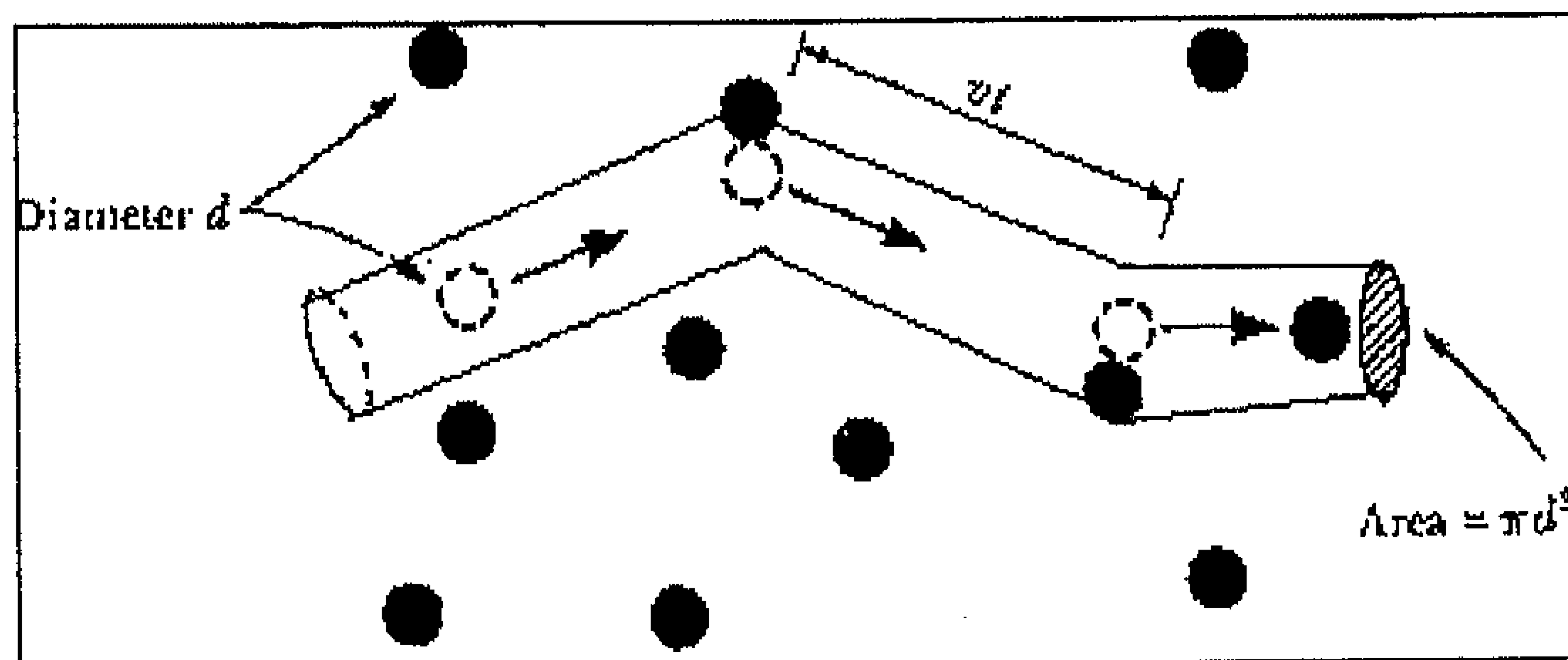
حيث M هو الوزن الجزيء ، وبذلك يمكن حساب d أو N_A من قياسنا للكثافة ومعلومية أحد هذه المجاهيل. إن مقارنة توقعات نظرية الحركة بالقياسات المنظورة لكل من اللزوجة والتوصيل الحراري يسمح لنا بتقدير حجم الجزيء وعدد أفوجادرو.

إن أحد الكميات المهمة التي تصف لنا تصادم الجزيئات، والتي تعرف بمتوسط المسار الحر L وهي متوسط المسافة بين تصادمين. نتوقع إن هذه الكمية تتناسب عكسيا مع حجم الجزيء ، وكذلك مع كثافة الغاز، وبذلك يمكن أن نتوقع العلاقة بين L وكل من الكثافة العددية n وقطر الجزيء d كالآتي:

$$L = \frac{1}{n\pi d^2} \qquad (1.26)$$

حيث المقدار πd^2 يعرف بالمقطع المستعرض لتصادم σ :

$$L = \frac{1}{n\sigma} \qquad (1.27)$$



شكل (1.4)

نموذج للجزيء أثناء حركته في الغاز

والآن نتناول ظاهرة اللزوجة دون الدخول في تفاصيل عملية الاشتقاق . عند دراستنا لحركة السوائل وجدنا إن أحد العوامل المهمة التي يعتمد عليها تدفق السائل يعرف باللزوجة η وهي عبارة عن المقاومة الداخلية لسائل أو الاحتكاك الداخلي، ولذلك كلما زادت لزوجة السائل زادت مقاومته، أي قلت سرعة الاحتكاك. وبنفس الطريقة يمكن أن نتحدث عن اللزوجة في الغازات، قد وجد إن معامل اللزوجة يساوي:

$$\eta = \frac{1}{3} n v L m \quad \text{(1.28)}$$

حيث m هي كتلة الجزيء. وبالتعويض عن قيمة L من معادلة **(1.26)** نتحصل على:

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{mv}{\pi d^2} \quad \text{(1.29)}$$

نلاحظ إن هذه العلاقة، لا تعتمد على الكثافة وقد كانت محل استغراب لفترة طويلة جدًا حتى تم التحقق منها معمليا بواسطة ماكسول(Maxwell). وبأعادة كتابة كتلة الجزيء بدلالة عدد أفوجادروا N_A والتعويض عن متوسط السرعة $v=(8RT/\pi M)^{0.5}$، يمكن كتابة معامل اللزوجة كالآتي:

$$\eta = \frac{M}{3\pi N_A d^2} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad \text{(1.30)}$$

في سنة 1885 استخدم العالم لشمدت (Loschmidt) هذه المعادلة ومعادلة **(1.25)** والقيم المقاسة للزوجة الغازات وكذلك كثافة المواد الصلبة، استطاع تقدير قيم كل من N_A ، و d والتي يمكن الاعتماد عليها، حيث تحصل على $d= 10^{-10}$ m، $N_A=10\text{x}10^{23}$ والتي هي قريبة جدًا من القيم المتحصل عليها حديثًا مثل ($N_A= 6.022\text{x}10^{23}$) .

أما التعامل مع التوصيل الحراري فهو شبيه بالتعامل مع اللزوجة، أما الفارق فهو

إننا نفترض انتقال طاقة الجزيئات بدلا من كمية الحركة. وباستخدام معادلات التوصيل الحراري نستطيع أن نشتق معامل التوصيل الحراري κ:

$$\kappa = \frac{1}{3}\left(\frac{nvLc_v}{N_A}\right) \quad (1.31)$$

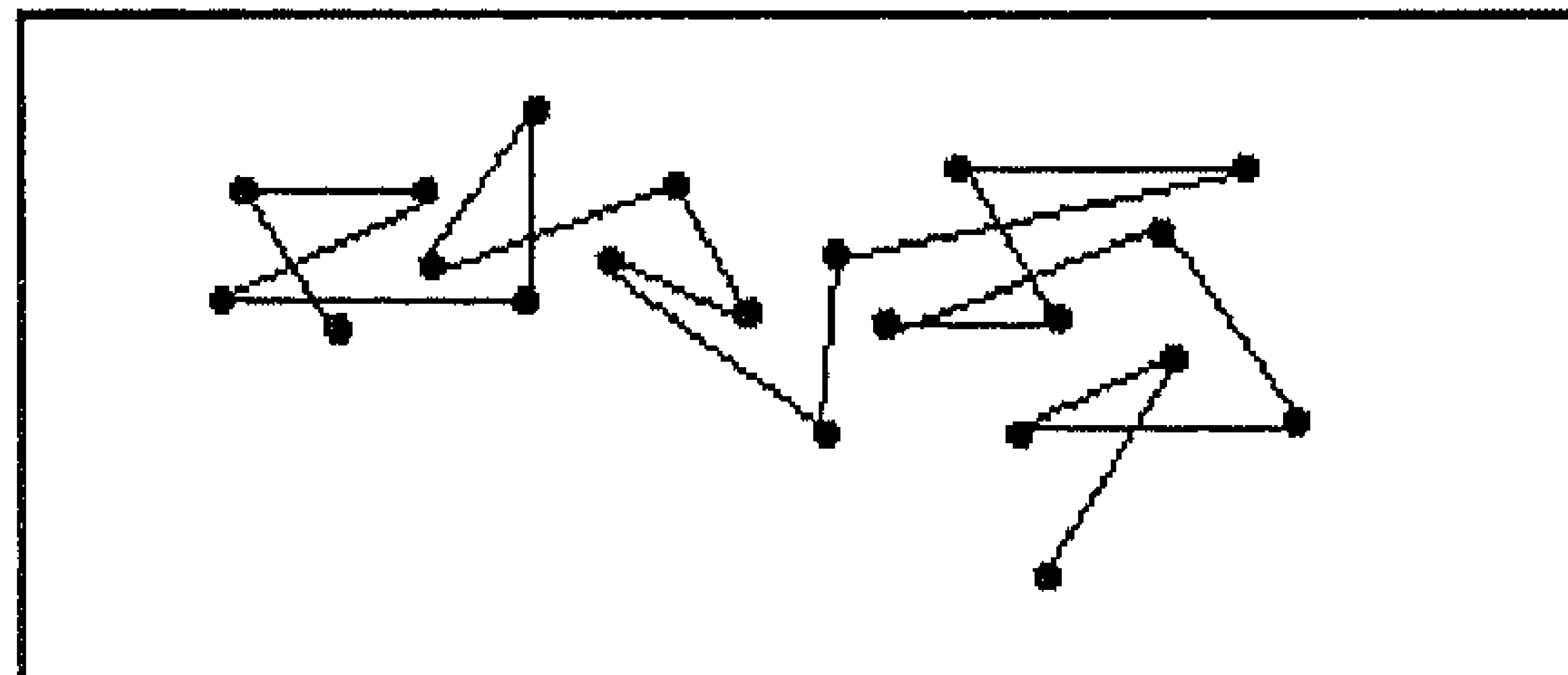
أما الموضوع الأخير الذي سوف نتناوله عند دراستنا لظواهر الانتقال فهو معامل الانتشار الذاتي والذي يعبر عنه بالأتي:

$$\frac{\Delta n}{A\Delta t} = D\left(\frac{dn}{dz}\right) \quad (1.32)$$

حيث Δn هو عدد الجزيئات التي تعبر سطح مساحته A في زمن قدره Δt ، وD هو معامل الانتشار. في حالة الانتشار الذاتي فإن عدد الجزيئات هي التي تتغير والتي بدورها تقودنا إلى معادلة الانتشار:

$$D = \frac{1}{3}Lv \quad (1.33)$$

الذي يجب أن نلاحظه من هذه العلاقات الثلاثة هو وجود المقدار (1/ 3) في كل واحد منهما، اللزوجة، والتوصيل الحراري، وكذلك الانتشار الذاتي، وهذا نتيجة استخدامنا للحسابات البسيطة لنظرية الحركة والتي في أغلب الأحيان يتم تطويرها بحسابات أكثر تفصيلا.



شكل (1.5)

الحركة العشوائية لحبيبات عالقة في الماء كما لاحظها روبرت برون

1.8 الحركة البراونية Bronian Motion

لقد استخدمت نظرية الحركة لتفسير أحد الظواهر التي حيرت العلماء لفترة طويلة جدًا، والتي تعرف بحركة البراونين. في سنة 1827 لاحظ العالم برون الحركة العشوائية لبعض الأجسام الصغيرة جدًا المعلقة في الماء أنظر شكل (**1.5**). في بادئ الأمر كان أغلب الظن السائد هو أن هذه الحركة أحد خواص المواد العضوية، ولكن بعد ذلك أكتشف بأن هذه الحركة موجودة أيضا في المواد الغير عضوية المعلقة إما في السوائل أو الغازات. أما التفسير الصحيح لحركة البراونين سنة 1905 فقد جاء عن طريق إينشتاين. والذي استنتج فيه إن الحركة الغير منتظمة للجسيمات المعلقة، هي ناتجة عن التغير في اصطدام الجسيم بجزيئات السائل. وإن الحركة العشوائية للجسيمات هي في الحقيقة تعبر عن الحركة العشوائية للجزيئات. بالفعل فإن الجسيمات المعلقة تكون في حالة اعتدال حراري مع الجزيئات المحيط بها، وبذلك فإن متوسط طاقة الحركة لهذه الجسيمات هي KT (3/2). لقد عامل إينشتاين هذا التغير في اصطدام الجسيم بجزيئات السائل على إنه شبيه بمسألة السير العشوائي (random-wak problem). أحد خواص السير العشوائي هو إن اتجاه أي خطوة قادمة لا تعتمد كليا على الخطوات السابقة. حيث وجد إن متوسط مربع الإزاحة من نقطة البداية بعد عدد N من الخطوات هو :

$$\overline{s^2} = NL^2$$

حيث L هو طول كل خطوة ، وقد أشتق إينشتاين معادلة متوسط مربع الإزاحة في حالة الجسيمات الكروية والتي نصف قطرها r ومعلقة في سائل معامل لزوجته η :

$$\overline{s^2} = \frac{RTt}{3\pi\eta r N_A}$$

حيث t هو الزمن المنقضي. في سنة 1908 حقق العالم برين (Perrin) معادلة إينشتاين تجريبيًا وتحصل على مقدار مقبول لعدد أفوجادرو.

الملخص

- إن نظرية الحركة للغازات هي التي ساهمت في ظهور النظرية الذرية وكذلك النظرية الجزيئية للمادة.
- عدد أفوجادروا يدلنا على عدد الجزيئات في الكيلوجرام-مول ، ومقلوبة عبارة عن وحدة الكتلة الموحدة، أما قيمهم التقريبية فهي:

$N_A = 6.022 x 10^{23}$ molecules/-mole

$u = 1.66 x 10^{-27}$ Kg

- باستخدام نظرية الحركة للغازات تم اشتقاق ضغط الغاز وكذلك متوسط طاقة الحركة الانتقالية:

$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{3}{2} KT$$

- احتمالية ظهور القيمة x في المدى dx يمكن أن يوصف بالأتي f (x) dx حيث f (x) هي دالة التوزيع، هذه الدالة تخضع لشروط التسوية:

$$\int f(x) dx = 1$$

- تم اشتقاق دالة ماكسول لسرعة الجزيئات لمجموعة N من الجزيئات في حالة اعتدال حراري T . حيث عدد الجزيئات التي سرعتها v هي:

$$n(v) = 4\pi N (\frac{m}{2\pi KT})^{\frac{3}{2}} v^2 \exp(-\frac{mv^2}{2KT})$$

- من خلال نظرية الانتقال الأولية تحصلنا على علاقات متشابه لكل من معامل اللزوجة، والتوصيل الحراري، والانتشار الذاتي بدلالة كثافة الجزيئات، والسرعة المتوسطة، ومتوسط المسار الحر بين تصادمين. من هذه النظرية

ونتائج قياس اللزوجة، تم الحصول على قيم مبدأيه لكل من حجم الجزيء وعدد أفوجادرو.

معامل اللزوجة	$\eta=(1/3)\ n\ v\ Lm$
معامل التوصيل الحراري	$K = nv\ L\ C_V /3N_A$
معامل الانتشار الذاتي	$D = (1/3)\ L\ v$

مسائل الباب الأول

1.1 احسب كتلة ذرة الذهب.

1.2 احسب كتلة جزيء ثاني أكسيد الكربون.

1.3 احسب كتلة جزيء الماء.

1.4 باستخدام عدد أفوجادروا N_A . احسب d في حالة النحاس ، علما بأن كثافة النحاس تساوي $8.96 g/cm^3$ والوزن الجزيء لنحاس 62.5g/mol.

1.5 غاز مثالي في حالة اعتدال حراري عند درجة حرارة T . برد هذا الغاز إلى درجة حرارة T/2 . احسب متوسط الطاقة الجديدة للجزيء.

1.6 احسب طاقة الحركة الانتقالية الكلية لواحد مول من N_2 عند درجة حرارة T=273K. هل هذه الطاقة سوف تكون أقل، أو أكبر ، أو مساوية لطاقة واحد مول من He عند نفس درجة الحرارة.

1.7 باستخدام نظرية تساوي التجزئة (equi partition theory) . احسب الحرارة النوعية لكل من He، N_2، واشرح سبب الاختلاف.

1.8 إذا كانت دالة التوزيع لكمية معينة هي:

$$f(x) = 0 \quad |x| > a \text{ ، } f(x) = C \quad |x| < a$$

حيث ثابت =C، احسب كل من X_{rms}، X، σ ، C.

1.9 إذا كانت دالة التوزيع هي

$$f(x) = A \sin^2(\pi x/L) \quad 0 < x > L$$

ولأي دالة أخري $f(x) = 0$

احسب كل من A، $\bar{x}$ ، Xp ، X_{rms}

1.10 باستخدام توزيع ماكسول اثبت أن السرعة المتوسطة $v = (8KT/m)^{1/2}$.

1.11 باستخدام توزيع ماكسول. اثبت أن الجدر التربيعي لمتوسط مربع السرعة $Vrms\ (3KT/m)^{1/2}$.

1.12 باستخدام توزيع ماكسول . اثبت أن السرعة الأكثر احتمالا هي $VP = (8KT/\pi m)^{1/2}$.

1.13 احسب V_{rms} لغاز CO_2 عند درجة حرارة 300K.

1.14 a) احسب V_{rms} لغاز H_2 عند درجة حرارة 300K.

b) احسب درجة الحرارة T التي تكون عندها Vrms لغاز H_2 تساوي سرعة الإفلات 11.2 Km/s.

1.15 في نظرية التوصيل الكهربي الكلاسيكية نعامل الإلكترونات الحرة كأنها جزيئات غاز ، مع افتراض إن هذه الإلكترونات عبارة عن جسيمات تتصادم مع أيونات الشبيكة للمعدن،

a) احسب الكثافة العددية من العلاقة $n = NA\rho/M$ ، حيث: $\rho=8.96g/cm^3$، $M=62.5g/mole$.

b) احسب متوسط المسار الحر باستخدام $d^2\pi$ مساحة التصادم المقطعي حيث القيمة المحسوبة في (4) .

1.16 غاز يحتوي على عدد N من الجسيمات في فراغ لانهائي . بحيث كل جسيم منجذب إلى نقطة الأصل بقوة تتناسب مع المسافة $F= -Cr$. ولذلك بالإضافة إلى طاقة الحركة الانتقالية فإن كل جسيم له طاقة وضع وهي:

$$U = \frac{1}{2}Cr^2 = \frac{1}{2}C(x^2 + y^2 + z^2)$$

a) أكتب دالة التوزيع لماكسول $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$.

b) بين إن احتمالية وجود الجسيم في dr عند مسافة r هي $A\, r^2 \exp -C\, r^2/ 2KT$.

احسب قيمة الثابت A

c) احسب القيمة المتوسطة لكل من r^2, r, x^2, x .

d) احسب متوسط الطاقة للجسيم .

e) احسب الحرارة النوعية C_v .

الباب الثاني

النظرية النسبية الخاصة

Special Theory of Relativity

مقدمة

إن أغلب الأشياء التي نلاحظها في حياتنا اليومية تتعامل مع الأجسام التي تتحرك بسرعات أقل بكثير من سرعة الضوء، فمثلا ميكانيكا نيوتن وكذلك الأفكار الأولى للفضاء والزمان وضعت لوصف حركة هذه الأجسام. وقد نجحت هذه القوانين في وصف العديد من الظواهر الطبيعية، ولكن رغم إن ميكانيكا نيوتن قد نجحت في وصف الأجسام التي تتحرك بسرعات بسيطة، فأنها لم تنجح عند محاولتها وصف حركة هذه الأجسام بسرعات تقرب من سرعة الضوء. من ناحية تجريبية يمكن اختبار توقعات هذه النظرية عند سر عات عالية وذلك عن طريق تعجيل الإلكترون بواسطة فرق جهد عالي جدًا. فمثلا يمكن تعجيل الإلكترون إلى أن تصل سرعته 0.99 c عن طريق استخدام فرق جهد عالي يصل إلى عدة ملايين من الفولتات. فحسب ميكانيكا نيوتن إذا رفعت طاقة الإلكترون لتصل أربعة أضعاف فإن سرعته سوف تتضاعف، أي أنه لو استعملنا النتيجة السابقة فإن السرعة الجديدة سوف تصل إلى 1.98 c ولكن قد برهنت النتائج التجريبية على أن سرعة الإلكترون دائمًا تبقَى أقل من سرعة الضوء مهما كان جهد التعجيل. وبما أن ميكانيكا نيوتن لا تضع حدًا للسرعة التي يمكن أن يصل إليها الجسيم، فأنها تتعارض مع النتائج التجريبية الحديثة. وبذلك فإن هذه النظرية تصبح محدودة.

في سنة 1905 وعند سن لا تتجاوز 26 سنة نشر اينشتاين نظريته النسبية. حيث جاءت هذه النظرية كضرورة حتمية نتيجة التناقضات الكثيرة التي وقعت فيها النظرية

القديمة. أما قوة النظرية الجديدة فقد اكتسبت نتيجة لانسجامها مع النتائج التي تم الحصول عليها وكذلك لبساطتها والتي من خلالها استطاعت التغلب على الصعوبات التي واجهت النظرية القديمة وذلك باستخدامها لعدد بسيط من الافتراضات المقنعة. ولذلك فإن فهم النظرية النسبية يعتبر شيئًا مهمًا جدًا بالنسبة لطالب عند دراسته للفيزياء الحديثة. رغم أن اينشتاين قد ساهم في العديد من الفروع المهمة في الفيزياء، ولكن النظرية النسبية تعتبر أحد أعظم الإنجازات التي تمت خلال القرن العشرين. فعن طريق هذه النظرية يمكن للمرء أن يتنبأ بدقة النتائج التجريبية على مدى من السرعات من $v=0$ إلى ما يقرب من سرعة الضوء. أما ميكانيكا نيوتن والتي سادت أكثر من 200 سنة فأصبحت الآن حالة خاصة من النظرية النسبية.

هذا الباب عبارة عن مقدمة في النظرية النسبية مع التركيز على أهم النتائج التي توصلت إليها هذه النظرية. وسوف نلاحظ أن النظرية النسبية ترتكز على افتراضين هامين وهما:

1. كل القوانين الطبيعية يجب أن تكون متماثلة بالنسبة للقائمين بالملاحظة والذين يتحركون بحرية بصرف النظر عن سرعتهم.
2. القيمة التي يتم قياسها لسرعة الضوء في الفضاء ثابتة لا تعتمد على حركة الملاحظ أو حركة المصدر ومقدارها ($c = 3x10^{8}$ m/s).

من المعروف أن النظرية النسبية تلعب دورًا مهمًا بالنسبة لمواضيع الفيزياء النظرية المعاصرة، ولكن تتضمن كذلك العديد من التطبيقات العملية والتي من ضمنها تصميم المعجلات وبعض الأجهزة التي تستخدم جسيمات ذات سر عات عالية.

2.1 الأساس الكلاسيكي للنسبية Classical Principle of Relativity

تهتم النظرية النسبية بالطريقة التي يصف بها الملاحظون أي ظاهرة فيزيائية عندما

يكونون في حالة حركة، فمن المعروف أن فكرة السكون المطلق والحركة المطلقة أصبحت غير مقبولة، وذلك لأن الملاحظ الذي يكون في حالة سكون في معمله على الأرض فأنه في الحقيقة هو جزء من حركة دوران الأرض حول محورها، والأرض بدورها حول الشمس، والمجموعة الشمسية حول مجرة درب التبانة وهكذا. كذلك من المعلوم أنه يمكن إجراء مجموعة من التجارب البسيطة داخل المعمل الساكن أو داخل قطار يتحرك بسرعة ثابتة، مثل ارتداد الكرة، أو اهتزاز الزنبرك، أو تجربة البندول البسيط، فإن النتائج سوف تكون متساوية في كلتا الحالتين. ولذلك فإننا نصف هذه الحالة بأننا نقول إن قوانين الحركة غير متغيرة (Covariant) أي أنها تحتفظ بنفس الشكل عند التعبير عنها في أي أطر مرجعي. هذه النتيجة يمكن تلخيصها حسب أساسيات النسبية الكلاسيكية بأن قوانين نيوتن للميكانيكا متماثلة في كل **الأطر القصور المرجعية** (Inertial frames of reference).

والآن نفرض أطرين السرعة النسبية الثابتة بينهم هي v في اتجاه المحور السيني المشترك كما هو مبين في شكل(**2.1**)، من الواضح أن محاور الأطرين هي :

$$X' = X - vt$$
$$Y' = Y$$
$$Z' = Z$$
$$t' = t$$

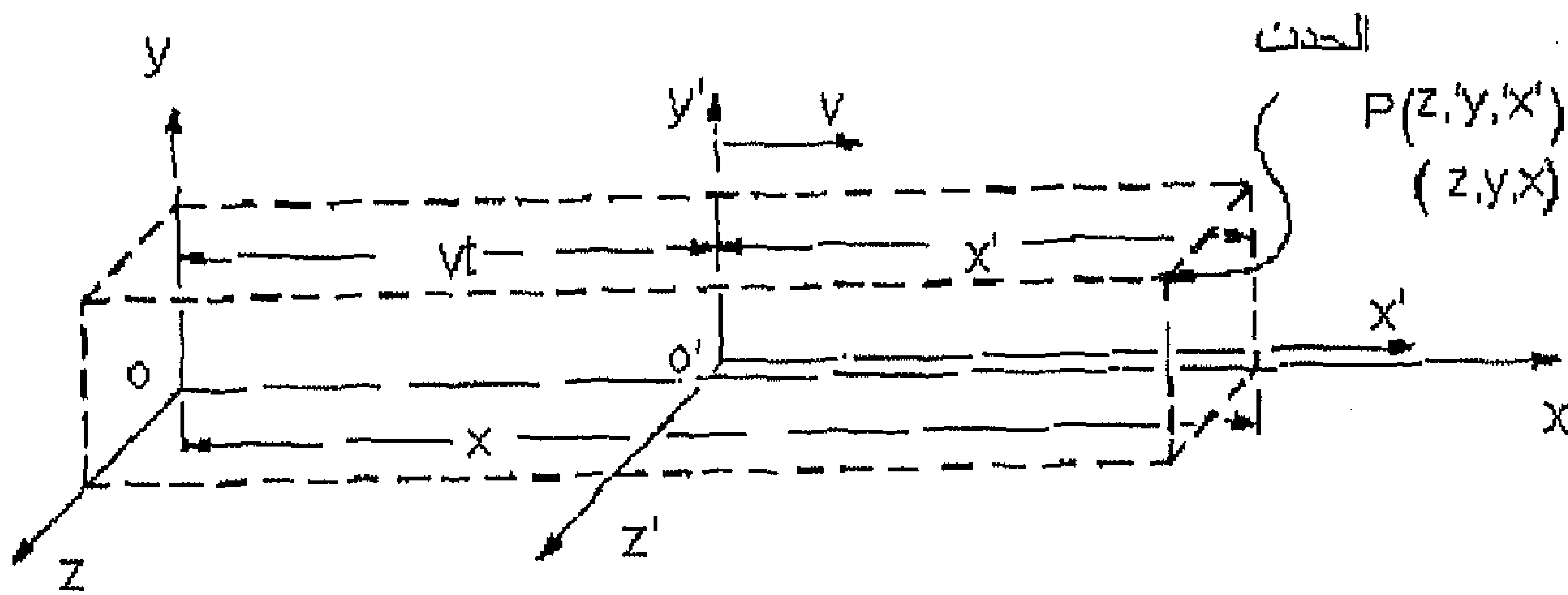
بحيث t' = t = 0 وذلك عند تطابق نقطتي الأصل. وبتفاضل هذه المعادلات بالنسبة للزمن نحصل على:

$$U'_x = U_x - v$$
$$U'_y = U_y$$
$$U'_z = U_z$$

حيث $U_x = dx/dt$، وهكذا بالنسبة U_y، U_z. هذه النتيجة تتفق مع خبرتنا اليومية في التعامل مع السرعات، وبالتفاضل مرة أخرى نتحصل على

$$a'_x = a_x, a'_y = a_y, a'_z = a_z$$

$$F' = ma' = m\,a = F \quad \ldots\ldots \quad (2.1)$$

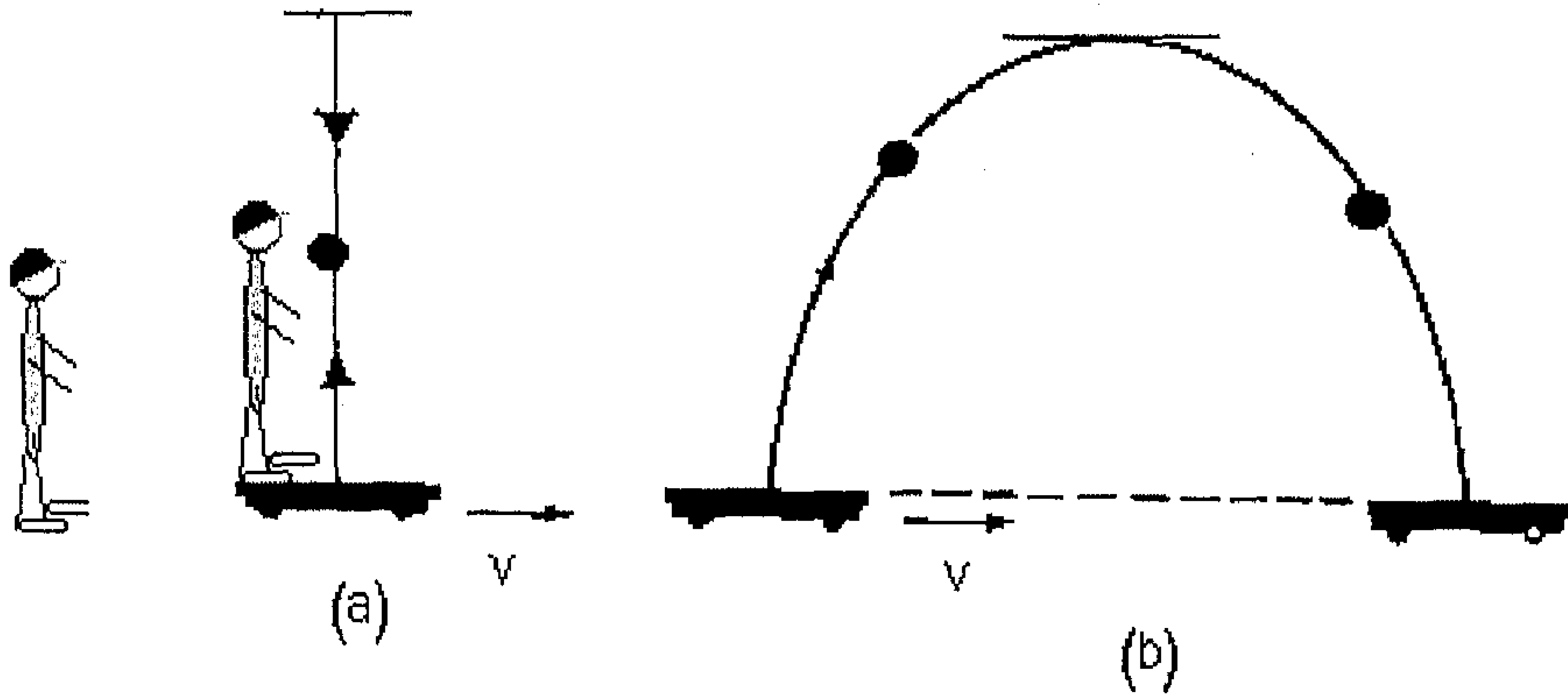


شكل (2.1)

يوضح العلاقة بين ملاحظين O', O ، حيث الثاني يتحرك بسرعة v في اتجاه المحور السيني

تشير معادلة (**2.1**) إلى أن قوانين نيوتن تأخذ نفس الصورة في كلا الأطرين، أي غير متغيرة (Covariant). إن الأطر الذي تكون فيها قوانين نيوتن غير متغيرة تعرف **بأطر القصور** (Inertial frames) وهي متماثلة، أي أنه لا توجد تجربة ميكانيكية تميز أي الأطر في حالة استقرار وأيهم في حالة حركة منتظمة. بمعني آخر لا يوجد أطر مفضل. تعرف هذه الحقيقة بجاليلين Galilean أو أسس الكلاسيكية النسبية. في الحقيقة الأرض لا يمكن اعتبارها أطر قصور وذلك لدورانها حول نفسها وكذلك حول مدارها، ولكن في الغالب يمكن أن نعاملها على أنها أطر قصور دون الوقوع في خطأ يذكر.

تبعًا للمفاهيم الأساسية للنسبية فإن جميع الملاحظين في مختلف الأطر القصور سوف يكتشفون نفس المجموعة من القوانين الميكانيكية (والمقصود بذلك قوانين الحركة لنيوتن). ولتوضيح هذه الحقيقة نستخدم أحد الأمثلة والتي تعتمد على الخدعة البصرية. نفرض أن أحد الملاحظين يركب عربة والتي تتحرك بسرعة ثابتة وتمر على ملاحظ آخر يقف على الأرض، الملاحظ الأول يرمي بكرة إلى أعلى ويلاحظ أقصى ارتفاع تصل إليه الكرة وكذلك الزمان الكلي الذي تستغرقه الكرة لتعود إلى مكان القذف. الملاحظ الثاني الموجود على الأرض سوف يقيس أعلى ارتفاع وكذلك الزمن الكلي التي تستغرقه الكرة شكل (2،2). مع أن كلا الملاحظين لا يتفقان على شكل المسار الذي تتبعه الكرة، ولكن سوف يتفقان على كل من الارتفاع، والزمن، وسرعة القذف، وكذلك عجلة الجاذبية الأرضية.



شكل (2.2)

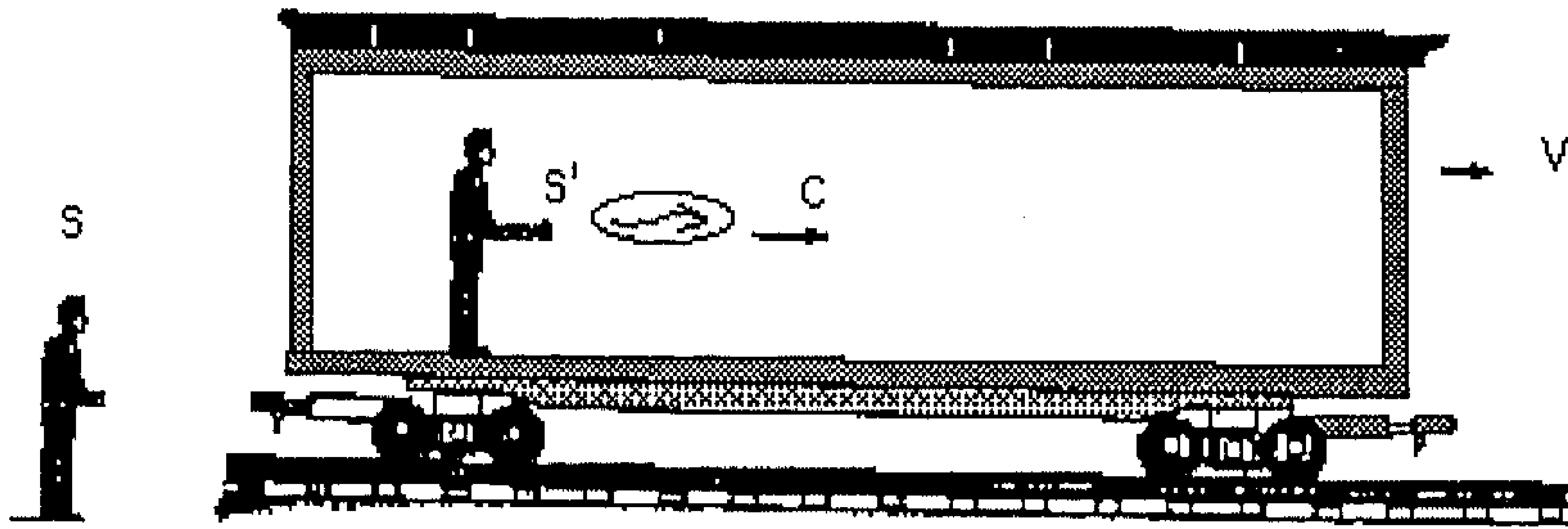
يوضح رمي الكرة من على عربة تسير بسرعة، حيث (a) مسلك الكرة بالنسبة لشخص موجود في العربة (b) بالنسبة لشخص موجود على الأرض.

مثال (2.2):	مثال (2.1):
عينة من مادة مشعة موجودة في حالة سكون في المعمل، ينبعث منها إلكترونان في اتجاهين متعاكسين. سرعة أحد الإلكترونات مقاسه بشخص في المعمل هي 0.6c والآخر هي 0.7c. احسب سرعة أحد الإلكترونين بالنسبة للآخر.	رجل يقود سيارة تسير بسرعة 30 m/s يمر على رجل واقف بجانب الطريق عند زمن t=t'=0. وبعد مرور 20 ثانية لاحظ الرجل الواقف على الأرض طائر يطير في نفس اتجاه السيارة ويبعد مسافة 800m عن الرجل الواقف عل الطريق. ما هي إحداثيات الطائر بالنسبة لراكب السيارة.
الحل:	الحل :
باستخدام علاقة السرعة لجا ليلين $u'x = ux - v = -0.7c - 0.6c = -1.3c$ هذه المسألة تشير إلى أنه حسب تحويلات جاليلين للسرعة يمكن الحصول على سرعة أكبر من سرعة الضوء والتي تتعارض مع النظرية النسبية.	إحداثيات الطائر بالنسبة لرجل الواقف على الطريق هي (t) = (800،0،0،20s،z،y ،x) الرجل الذي يقود سيارته سوف يقيس المسافة (x') لطائر = $x' = x - vt$ = $800m - (30m/s)(20s) = 200m$ وبذلك فإن إحداثيات الطائر حسب سائق السيارة هي (0،20s0،t') = (200m،z'،y'،x')

2.2 نظرية الكهرومغنطيسية وتحويلات جاليليان

Electromagnetic Theory and Galilean Transformation

من الطبيعي أن يتساءل المرء ما إذا كان مفهوم النسبية لنيوتن (في الميكانيكا) يمكن تطبيقها على بعض الفروع الأخرى مثل الكهربية والمغنطيسية والضوء. فلو افترضنا أن قوانين الكهربية والمغنطيسية متماثلة في جميع أطر القصور فإن تناقض سوف يحدث بخصوص سرعة الضوء يمكن فهم هذا التناقض من خلال معادلات ماكسول في نظريته حول الكهرو مغنطيسية والتي نجد فيها ان سرعة الضوء ثابتة وتساوي $c=\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}=3x10^8 m/s$. ولكن هذا يتعارض مباشرة مع ما نتوقعه بناءً على قانون جاليلين لجمع السرعات، فحسب هذا القانون فإن سرعة الضوء يجب آلا تكون متماثلة في جميع أطر القصور، ولتوضيح ذلك. نفرض أن ملاحظًا أرسل نبضة من الضوء في قاطرة تتحرك بسرعة v شكل (2.3)، سرعة هذه النبضة هي c بالنسبة للاحظ 'S داخل القاطرة. فحسب فكرة النسبية لنيوتن فإن سرعة النبضة بالنسبة للاحظ S في حالة سكون على الأرض هي c+v. بالطبع هذه النتيجة تتعارض مع نظرية اينشتاين للنسبية والتي تفترض أن سرعة الضوء متماثلة لكل الملاحظين.

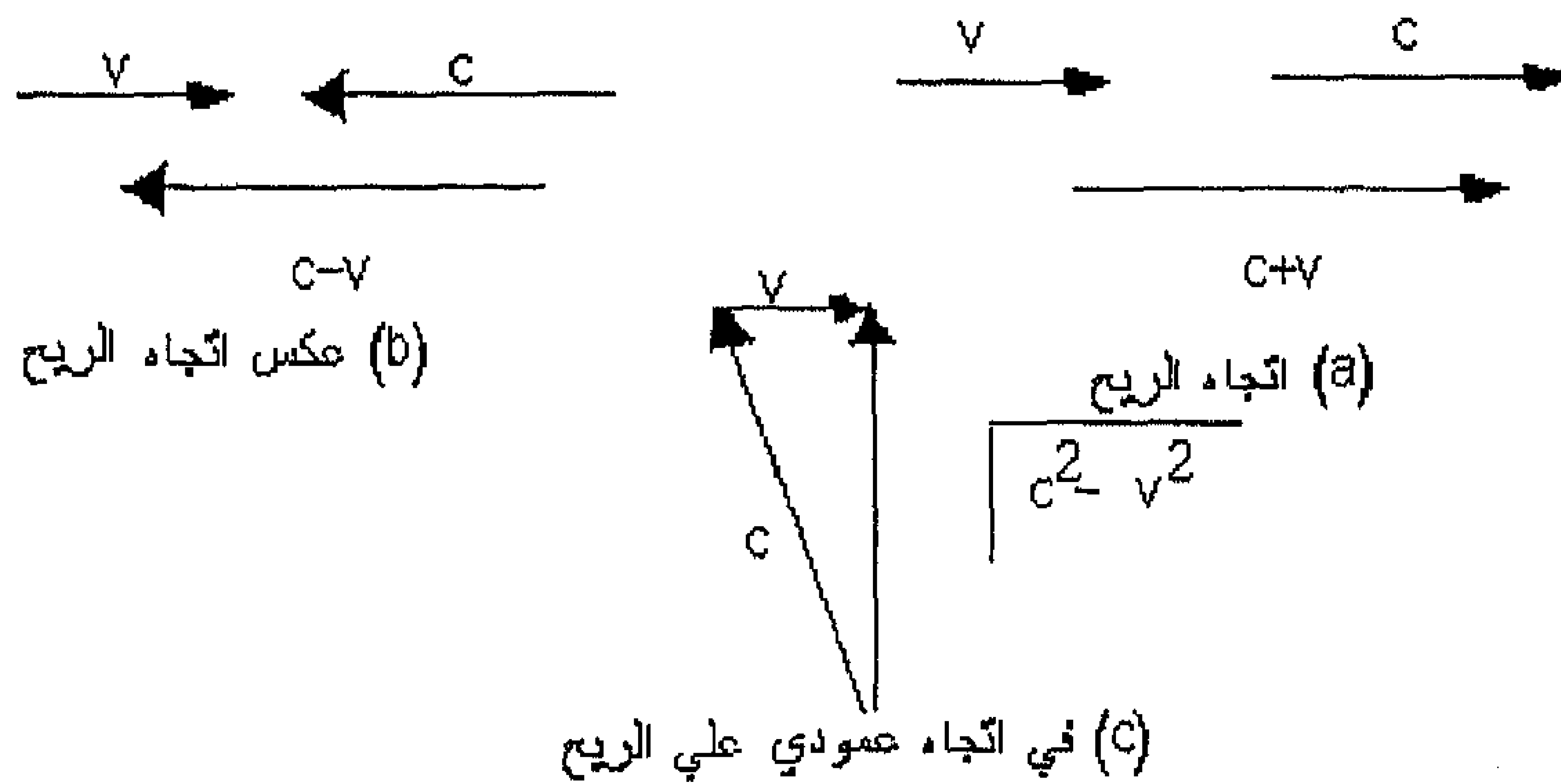


شكل (2.3)

يوضح نبضة من الضوء تم إرسالها عن طريق ملاحظ داخل قاطرة تسير بسرعة v، حسب النسبية لنيوتن فإن سرعة النبضة يجب أن تساوي c+v بالنسبة لشخص الواقف على الأرض.

لكي نتغلب على هذا التناقض، يجب علينا أن نفترض إما (1) عدم صحة جاليلين لجمع المسرعات، أو (2) قوانين الكهربية والمغنطيسية غير متماثلة في كل الأطر. إذا صح الافتراض الأول فأنه يجب علينا إلغاء فكرة الزمان المطلق والطول المطلق والتي هي أساس تحويلات جاليلين. أما إذا صح الافتراض الثاني، أي وجود أطر مفضلة والذي خلالها تكون سرعة الضوء تساوي c، ولذلك حسب قانون جاليلين لجمع السرعات تكون سرعة الضوء أكبر أو أقل من هذه القيمة في أي أطر أخرى. ولكي نوضح ما نقصده فأنه من المفيد أن نجري تجربة بشيء مألوف، وذلك باستعمال موجات الصوت والتي تنتشر في وسط مثل الهواء. سرعة الصوت في الهواء هي 330m/s عند قياسها في أطر مرجعي يكون فيه الهواء ساكنًا. ولكن سرعة الصوت تكون أكبر أو أقل من هذه القيمة عند قياسها في أطر مرجعي متحرك بالنسبة لمصدر الصوت. أما في حالة الإشارات الضوئية (الموجات الكهرومغنطيسية) فإن نظرية ماكسول تتوقع أن هذه الموجات تنتشر خلال فضاء حر بسرعة تساوي سرعة الضوء، ولا تتطلب وجود وسط لانتشار هذه الموجات. هذا مخالف للموجات الميكانيكية مثل موجات الماء والصوت و التي تحتاج إلى وسط لدعم هذه الإضطرابات. في القرن التاسع عشر ظن الفيزيائيون بأن الموجات الكهرومغنطيسية تحتاج إلى وسط أيضًا لكي تنتشر، بالفعل تم اقتراح مثل هذا الوسط وأعطي اسم الأثير، وقد تم افتراض أن الأثير موجود في كل مكان حتى في الفراغ، حيث كان ينظر إلى موجات الضوء على أنها اهتزازات الأثير. بالإضافة إلى ذلك فإن الأثير له خواص غير عادية فهو ليس له كتلة ولكنه وسط صلب، وليس له تأثير على حركة الكواكب أو أي أجسام أخرى. بالفعل تعتبر هذه المفاهيم غريبة. وقد وجدوا أن قوانين الكهرومغنطيسية تكون أبسط ما يمكن إذا كانت تنتشر في أطر ساكنة بالنسبة للأثير. أطلق على هذا الأطر المطلق، وإن قوانين الكهرومغنطيسية تكون صالحة في هذا الأطر المطلق، ولكن يجب أن يتم تطويرها إذا استخدمت في أطر أخرى متحركة بالنسبة لأطر الأثير.

نتيجة للأهمية المتعلقة بهذا الأطر المطلق، أصبح من الأهمية القصوى أن تثبت بالتجربة وجود هذا الأطر، وإن الطريقة المباشرة لاكتشاف ريح الأثير هو قياس تأثيره على سرعة الضوء بالنسبة لأطر مرجعي على الأرض. نفرض إن v هي سرعة الأثير بالنسبة للأرض، وبذلك فإن سرعة الضوء تكون أكبر ما يمكن c+v عندما ينتشر في اتجاه الريح شكل **(2.4)**، وبالمثل تكون سرعة الضوء أقل ما يمكن c-v عندما ينتشر في اتجاه عكس الريح، أما الحالة الثالثة تكون فيها القيمة وسط بين الحالتين $\sqrt{c^2-v^2}$ وذلك عندما ينتشر الضوء في اتجاه عمودي على اتجاه ريح الأثير. وإذا ما افترضنا أن الشمس في حالة سكون في الأثير فإن سرعة ريح الأثير سوف تساوي سرعة دوران الأرض حول الشمس ($3x10^4$ m/s)، بما أن **$c=3x10^8$ m/s**، ولذلك يجب أن يكون في استطاعتنا اكتشاف أي تغير في السرعة بنسبة واحد لكل 10^4 عندما نقوم بالقياسات إما في اتجاه الريح أو عكس اتجاه الريح. ولكن كما سوف نشاهد فيما يلي أن كل المحاولات لاكتشاف مثل هذه التغيرات ومن ثم وجود الأطر المطلق قد باءت بالفشل.



شكل (2.4)

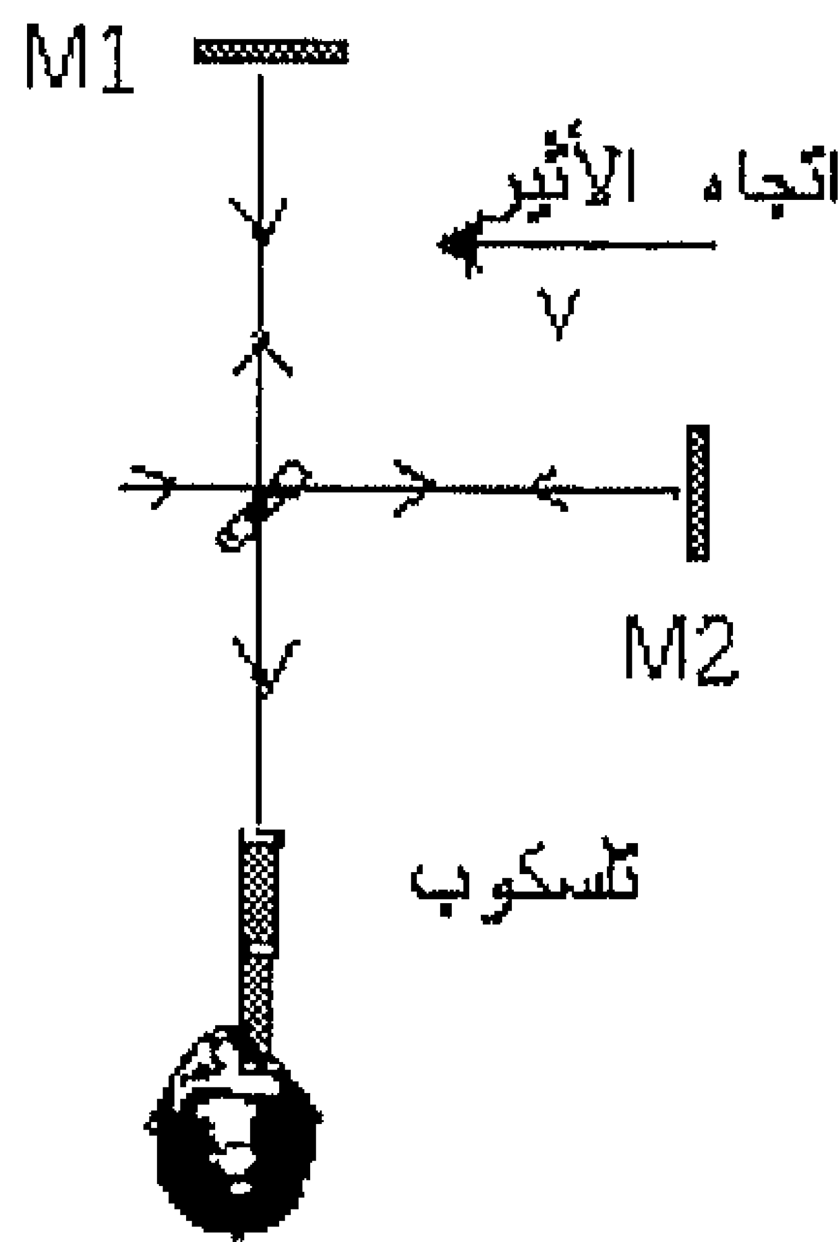
إذا كانت سرعة ريح الأثير بالنسبة للأرض هي v، و c هي سرعة الضوء بالنسبة الأثير فإن سرعة الضوء بالنسبة للأرض تكون (a) c+v في اتجاه الريح (b) c-v في اتجاه عكس الريح (c) و $\sqrt{c^2-v^2}$ في اتجاه عمودي على الريح.

2.3 تجربة ماكلسون مورلي The Michelson Morley Experiment

من أشهر التجارب التي أجريت للكشف عن التغيرات البسيطة في سرعة الضوء تم إجرائها سنة 1887 عن طريق كل من ماكلسون (1852-1931) ومورلي (1838-1923)، حيث كانت نتيجة هذه التجربة سلبية أي تتعارض مع افتراض وجود الأثير. وقد تم تصميم التجربة لتعيين سرعة الأرض بالنسبة للأثير، أما الأدوات المستخدمة في هذه التجربة فتعرف بمقياس التداخل لماكلسون (Michelson Interferometer) والموضح في شكل(2.5). نفرض أن أحد ذراعي هذا الجهاز تم وضعها في اتجاه حركة الأرض في الفضاء، وأن حركة الأرض في الأثير تماثل مرور الأثير على الأرض ولكن في اتجاه معاكس لحركة الأرض. فعندما يهب ريح الأثير في الاتجاه المعاكس فإن سرعة الضوء المقاس بالنسبة للأطر المرجعي للأرض هي $c - v$، بينما عند اقترابه من المرآة M_2 تكون سرعته $c + v$ بعد الانعكاس، حيث v هي سرعة الأرض خلال الفضاء والتي تساوي في المقدار سرعة ريح الأثير، بينما c هي سرعة الضوء في أطر الأثير. يتم اتحاد الشعاعين بعد انعكاسهما من المرآة M_1، M_2 لينتج عنه نمط التداخل والذي يتكون من مناطق مظلمة وأخرى مضيئة بالتبادل. كذلك أثناء هذه التجربة تم ملاحظة نمط التداخل بعد دوران جهاز قياس التداخل بزاوية قدرها 90 درجة. بالطبع هذا الدوران سوف يؤدي إلى تغير في سرعة الأثير في اتجاه ذراع الجهاز. نتيجة هذا الدوران يجب أن تسبب في إزاحة بسيطة ولكن مماثلة لهذا النمط. وقد فشلت هذه القياسات في توضيح هذا التغيير في النمط، وقد تمت إعادة هذه التجربة من قبل الباحثين تحت ظروف مختلفة وفي مناطق متعددة، ولكن جميع النتائج كانت متساوية (أي لم يلاحظ أي إزاحة في الأهداب بالمقدار المتوقع).

هذه النتائج السلبية لتجربة ماكلسون - مورلي تعني أنه من المستحيل قياس السرعة المطلقة للأرض بالنسبة إلى أطر الأثير. ولكن افتراضات اينشتاين لنظرية

النسبية وضعت تفسيرات مختلفة لهذه النتائج السلبية. عندما زادت المعرفة بخواص طبيعة الضوء في السنوات الأخيرة، أصبحت فكرة الأثير الذي يتخلل كل الفضاء شبيهة بكومة من الرماد للمفاهيم المتآكلة والتي تم التخلص منها. والآن نعامل الضوء على أنه موجات كهرومغنطيسية والتي لا تحتاج إلى وسط انتشار ولذلك أصبحت فكرة وجود الأثير الذي من خلاله تنتقل الموجات غير ضرورية.



شكل (2.5)

حسب نظرية ريح الأثير فإن سرعة الضوء سوف تساوي c-v عندما يقترب الشعاع من المرآة M_2، وc+v بعد انعكاسه.

تفاصيل تجربة ماكلسون ـ مورلي:

لكي نفهم حصيلة تجربة ماكلسون – مورلي، نبدأ بفرض أن جهاز قياس التداخل الموضح في شكل (2.5) له ذراعان متساويان في الطول L، ثم نفرض أن الشعاع ينتقل موازيا لاتجاه ريح الأثير والذي هو أفقيا. فعندما ينتقل الشعاع إلى جهة اليمين فإن سرعته سوف تقل نتيجة اتجاه ريح الأثير، وأن سرعته بالنسبة للأرض تكون c - v، وفي طريق عود ته فإن شعاع الضوء يكون في اتجاه ريح الأثير فتصبح سرعته بالنسبة

للأرض هي c + v، وبذلك فإن الزمن الذي يستغرقه الضوء في رحلته إلى اليمين هو L / (c - v)، أما إلى اليسار فهو L / (c +v)، ومن ثم يمكن حساب الزمن الكلي للرحلة:

$$t_1 = \frac{L}{c+v} + \frac{L}{c-v} = \frac{2Lc}{c^2 - v^2} = \frac{2L}{c(1-\frac{v^2}{c^2})}$$

والآن نفرض أن شعاع الضوء ينتقل عموديا على ريح الأثير، أي الاتجاه الرأسي كما في شكل (**2.5**). في هذه الحالة تكون سرعة الشعاع بالنسبة للأرض $\sqrt{c^2 - v^2}$، وبذلك فإن الزمن اللازم الذي يستغرقه الضوء لقطع نصف الرحلة هو $\frac{L}{\sqrt{c^2 - v^2}}$، أما الزمن الكلي فهو:

$$t_2 = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2L}{c}(1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$$

وبذلك فإن الفرق في الزمانيين (بين الشعاع المتجه أفقيا والشعاع المتجه رأسيا) هو:

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{2L}{c}[(1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1} - (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}]$$

بما أن $v^2/c^2 << 1$ يمكن تبسيط هذه العلاقة باستخدام علاقة ذات الحدين (binomial expansion)

$$(1 - x)^n = 1 - nx \qquad x << 1$$

في هذه الحالة $x = \frac{v^2}{c^2}$:

$$t_2 - t_1 = \Delta t = \frac{Lv^2}{c^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \textbf{(2.2)}$$

عند البدء في التجربة فإن الشعاع الأفقي والشعاع الرأسي لهما نفس الطور، وبعد

انعكاسهما من المرآتين فإن تداخلهما سوف ينتج عنه نمط التداخل. نفرض الآن قد تم تثبيت جهاز قياس التداخل بحيث يتم تعد يله على الأهداب المتوازية ويتم تركيز التلسكوب على أحد الأهداب. ينشأ عن فرق الزمن بين شعاعي الضوء فرق في الطور والذي ينتج عنه نمط تداخل عند اتحادهما في موضع التلسكوب. عند إدارتنا للجهاز 90^{o} في المستوى الأفقي، يجب أن نكتشف فرقًا في النمط الناتج عن استبدال وظائف الشعاعين. أما الفرق في الزمن فإن محصلته ضعف الزمن المعطى بمعادلة (2.2)، وبذلك فإن الفرق في المسار المقابل لهذا الفرق في الزمن :

$$\Delta d = c(2\Delta t) = 2L\frac{v^2}{c^2}$$

أما الفرق في الطور ($\Delta\varphi$) المقابل لهذا الفرق في الزمن يساوي :

$$\Delta\phi = \frac{4\pi L v^2}{\lambda c^2}$$

في أول تجربة أجريت عن طريق ماكلسون – مورلي سمح بانعكاس شعاع الضوء العديد من المرات وذلك للحصول على طول مسار مؤثر (حيث كانت L = 11 m). باستخدام هذه القيمة وبمعلومة أن v = 3x104 m/s فإن فرق المسار :

$$d = \frac{2x11mx(3x10^4 m)^2}{(3x10^8 m/s)^2} = 2.2x10^{-7} m$$

هذه الزيادة في المسافة التي انتقلها الضوء يجب أن ينتج عنها إزاحة ملحوظة في نمط الأهداب. وقد دلت الحسابات على أنه يمكن ملاحظة انحراف قدره 0.4 من الهدبة عند دوران الجهاز بزاوية قدرها 90 درجة وأن الجهاز الذي تم استعماله ماكلسول – مورلي له القدرة على كشف انحراف صغير قدره 0.01 من الهدبة. ولكن لم يتم ملاحظة أي انحراف في نمط الأهداب. منذ ذلك الوقت تمت إعادة هذه التجربة العديد من المرات من قبل العديد من العلماء وتحت ظروف مختلفة، ولكن لم

يتم تسجيل أي انحراف في الأهداب. وبذلك فإن النتيجة التي تم التوصل إليها هو أنه من غير الممكن اكتشاف حركة الأرض بالنسبة للأثير. وفي نهاية هذا الجزء نود الإشارة إلى أنه لا توجد تجربة مثل تجربة ماكلسون- ومورلي في تاريخ الفيزياء حضت بهذا المجهود الكبير لمحاولة تفسير عدم الحصول على النتائج المتوقعة. ولكن التاريخ أحتفظ بهذا الشرف للعالم المميز ألبرت اينشتاين والذي حل هذه المعضلة سنة 1905 في نظريته النسبية.

2.4 مبدأ اينشتاين للنسبية Einstein Principle of Relativity

إن فشل التجارب التي قام بها كل من ماكلسون- ومورلي وآخرين لاكتشاف أطر مفضلة لمعادلات ماكسول في الكهرومغنطيسية خلقت تناقضًا كبيرًا بين ثبوت سرعة الضوء أو صحة قانون جاليلين لجمع السر عات. وإن فشل مبدأ النسبية لجاليلين والذي تبتت صحته في حالة الميكانيكا الكلاسيكية ولكن لم يصلح لمعادلات ماكسول، كان مصدر إزعاج لكثير من الفيزيائيين في نهاية القرن التاسع عشر. في سنة 1905 وبعد فحص دقيق لمفهوم الفضاء، والزمان، والتزامن، تغاضى اينشتاين عن مبدأ النسبية لجاليلين، واستعاض عنه بمبدأ النسبية، ليس للميكانيكا فحسب ولكن لجميع قوانين الفيزياء. فنظرية اينشتاين للنسبية تخلصت من هذا التناقض، وفي نفس الوقت غيرت من انطباعنا لمفهوم الفضاء والزمان. فهذه النظرية ترتكز على مفاهيم عامة والتي تعرف بمبادئ النسبية، وفيما يلي سوف نتناول بشيء من التفصيل هذه المبادئ :

1. جميع قوانين الفيزياء متماثلة في أطر القصور المرجعية (Inertial reference frames).

وقد عبر اينشتاين عن هذا المبدأ بالعبارات التالية **"إن نفس قوانين الكهرومغنطيسية، والضوء سوف تكون صالحة في جميع الأطر المرجعية التي تكون فيها معادلات الميكانيكا سارية المفعول"**. هذا التعبير البسيط في منطوقه، هو عبارة عن

تعميم لمبدأ النسبية لنيوتن وهو أساس النظرية النسبية. أما النتيجة الفورية المترتبة على هذا المبدأ فهو:

2. سرعة الضوء في الفضـاء له نفس القيمة في جميع أطـر القصور المرجعية وقيمته: $c = 2.99792458 \times 10^{8}$ m/s

بمعنى آخر أي ملاحظ يقوم بقياس سرعة الضوء سوف يتحصل على قيمة c. فهذا يدل على أنه لا وجود للأثير. وإن مبدأ النسبية بالإضافة إلى الجملة الخاصة بالأثير يكونان فيما يعرف بافتراضي النسبية.

مع أن تجربة ماكلسون – مورلي قد تم إجراؤها قبل نشر اينشتاين لنظريته النسبية، ولكن ليس من الواضح ما إذا كان اينشتاين على علم بتفاصيل هذه التجربة أو لا، مع ذلك فإن النتيجة السلبية (أي غير ذات القيمة) لهذه التجربة يمكن فهمها مباشرة في نطاق نظرية اينشتاين. فحسب مبدأ النسبية فإن الافتراض المنطقي لتجربة ماكلسون-ومورلي غير صحيح. أثناء محاولتنا لتفسير النتائج المتوقعة ذكرنا أن سرعة الضوء هي c -v وذلك عند انتقاله في الاتجاه العكسي للأثير، هذا حسب قانون جاليلين لجمع السر عات. أما إذا كانت حركة الملاحظ أو المصدر ليس لها أي تأثير على القيمة المحسوبة لسرعة الضوء فإن قياساتنا سوف تدل على أن سرعة الضوء تكون دائمًا c. وبالمثل عند رجوع الضوء بعد انعكاسه من المرآة فإن سرعته لازالت هي c وليست c+v. ولهذا فإن حركة الأرض ليس لها أي تأثير على نمط الأهداب الملحوظة في تجربة ماكلسون – ومورلي، ولذلك يجب أن نتوقع أنه سوف لن يكون هناك انحراف في نمط الأهداب أو ما يطلق عليها (**null result**).

كما ذكرنا سابقًا لقد تم إعادة تجربة ماكلسون – ومورلي العديد من المرات، ولكن جميع النتائج كانت دائمًا نفسها (null result). أما النسخ الحديثة لهذه التجربة فهي تقارن بين التردد الرنيني الذي يحدث داخل فجوة الليزر (Laser cavity) ذات أطوال

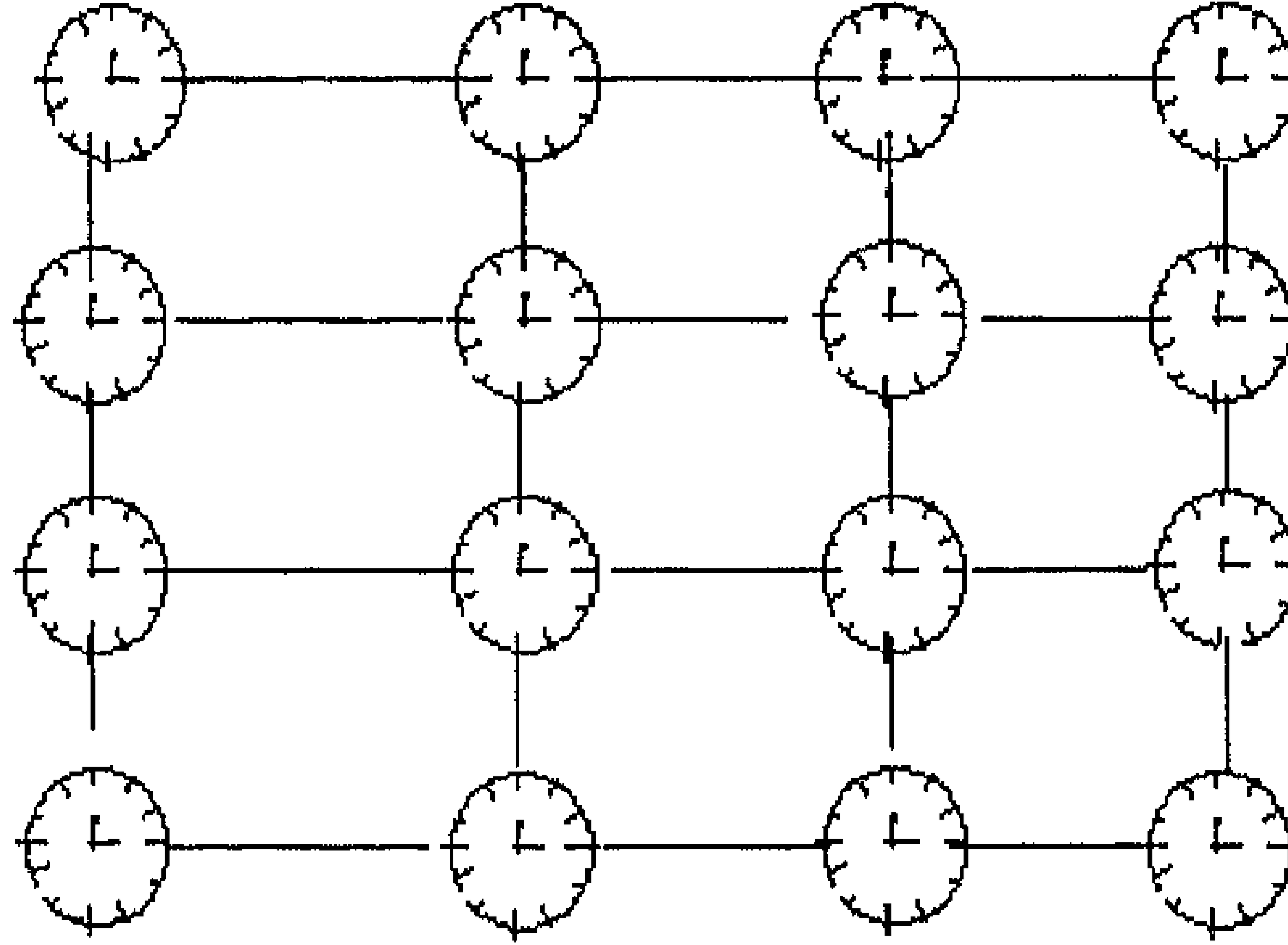
متساوية وموجهة بحيث تكون الزاوية بينهما هي 90 درجة. أما الأكثر حداثة فهو استخدام تجارب تأثير دوبلر عن طريق استخدام أشعة جاما المنبعثة من العنصر المشع Fe^{57} (يستخدم هذا العنصر المشع بكثرة في مطياف الموسباور) والتي وضعت كحد أعلى حوالي 5 cm/s على سرعة ريح الأثير. جميع نتائج هذه التجارب دلت بشكل حاسم على أن حركة الأرض ليس لها أي تأثير على سرعة الضوء.

إذا ما قبلنا بالنظرية النسبية لاينشتاين، فأنه يتحتم علينا أن نستنج أن الحركة النسبية ليس لها أهمية عند قياسنا لسرعة الضوء. وفي نفس الوقت يجب أن نغير من مفهومنا البديهي للفضاء والزمان، وأن نستعد لبعض العواقب الغريبة.

2.5 وصف الأحداث في النسبية Describing Events in Relativity

قبل أن نبدأ في مناقشة نتائج النظرية النسبية، يجب علينا أولًا فهم كيف يمكن للملاحظ الموجود في أطر قصور مرجعي أن يصف لنا أي حدث. يعرف الحدث بأنه الظهور الذي يتم وصفه بثلاثة إحداثيات فضاء وإحداثي زمن. ولذلك في العموم فإن مجموعة من الملاحظين الموجودين في أطر مرجعية مختلفة سوف يصفون لنا نفس الحدث بإحداثيات فضاء وزمن مختلفة. الأطر المرجعي المستعمل لوصف الحدث يتكون من شبكة إحداثيات ومجموعة من الساعات الموضوعة عند تقاطع الشبكة شكل **(2.6)** وذلك في حالة بعدين. فمن الضروري أن تكون الساعات الموجودة في صفوف الشبكة متزامنة. يمكن الحصول على هذا التزامن وذلك بالاستعانة بإشارات ضوئية بعدة طرق. فمثلا نفرض أن الملاحظ الموجود في نقطة الأصل يحمل الساعة الرئيسية ويرسل نبضات ضوئية عند زمن $t=0$. هذه النبضة الضوئية سوف تستغرق زمنًا قدره r/c لتصل إلى الساعة الثانية والموجودة على بعد r من نقطة الأصل. ولذلك فإن الساعة الثانية سوف تكون متزامنة مع الساعة الأولى الموجودة في نقطة الأصل إذا كانت قراءة الساعة الثانية هي r/c عند وصول النبضة الضوئية إليها. هذه الطريقة في عملية التزامن

تفترض بأن سرعة الضوء لها نفس القيمة في كل الاتجاهات وكل الأطر المرجعية. بالإضافة إلى ذلك فإن هذه الطريقة تهتم بالحدث المسجل بواسطة ملاحظ في أطر مرجعي محدد. أما الملاحظ الموجود في أطر مرجعي آخر فسوف يحدد إحداثيات مختلفة للحدث الذي يلاحظه باستخدام شبكة الإحداثيات الخاصة به وصفوف الساعات.



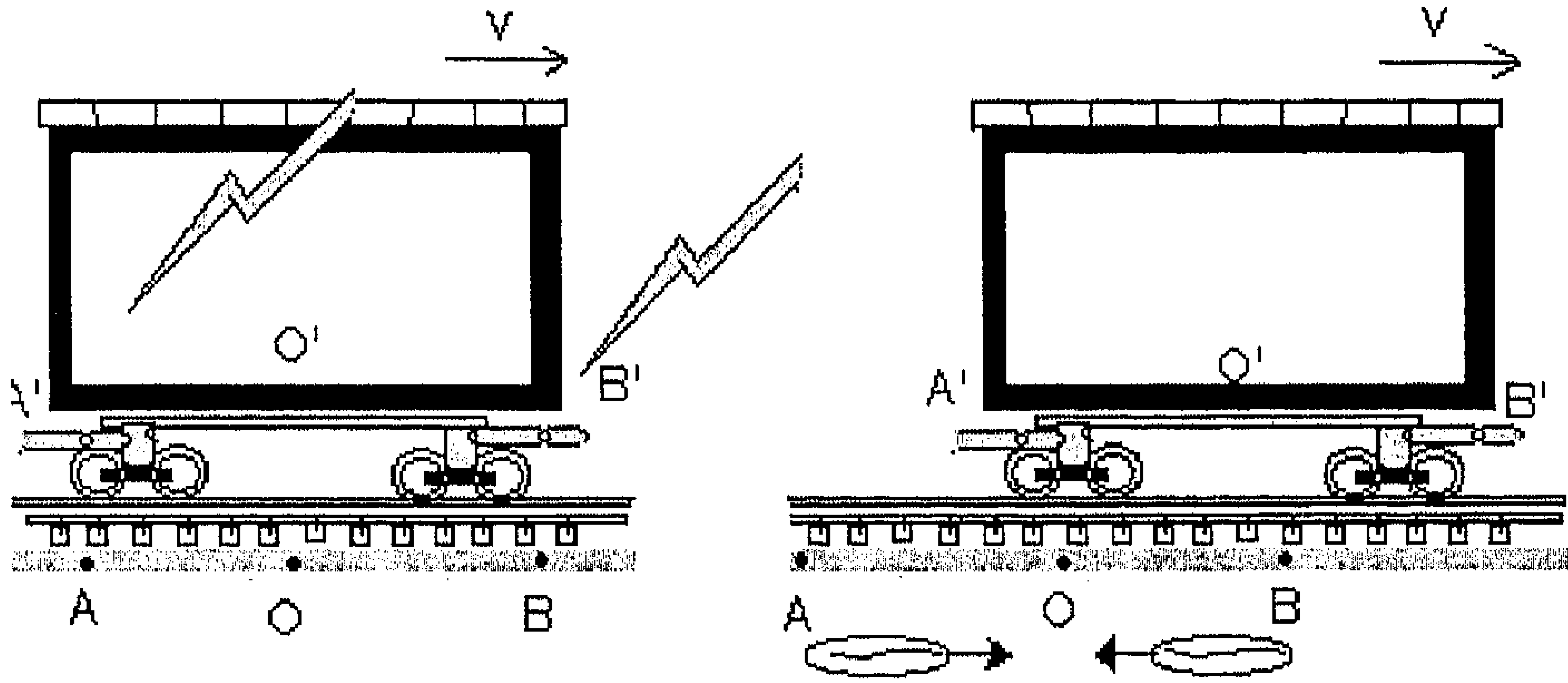
شكل (2.6)

في النسبية يتم استخدام أطر مرجعي يتكون من شبكة إحداثيات ومجموعة من الساعات المتزامنة.

إن الأغلبية من الناس الذين لديهم حتى هواية سطحية بالعلوم هم على دراية بالتوقعات المجفلة التي تحدث نتيجة طريقة تقديم اينشتاين للحركة النسبية. عند اختبارنا لبعض نتائج النسبية في الأجزاء القادمة من هذا الباب، فإننا سوف نجدها تتعارض مع مفاهيمنا البديهية للمكان والزمان. وإننا سوف نقتصر في مناقشتنا على مفهوم الطول، والزمان، والتزامن، والتي تختلف فيها ميكانيكا النسبية عن ميكانيكا نيوتن. فمثلا سوف نجد أن المسافة بين نقطتين، والزمن بين حدثين يعتمدان على الأطر المرجعي الذي يتم فيه قياسها، أي أنه لا يوجد شئ مثل الطول المطلق أو الزمن المطلق في النظرية النسبية. بالإضافة إلى ذلك فإن الوقائع التي تحدث متزامنة في مواقع مختلفة في أحدى الأطر تكون غير متزامنة في أطر أخرى.

2.6 التزامن Simultaneity

إن القاعدة المنطقية التي اعتمدت عليها ميكانيكا نيوتن هي وجود التدريج الزمني الكوني والذي هو متماثل لجميع الملاحظين، أي ببساطة فإن نيوتن وأتباعه اعتبروا التزامن شيئًا مسلمًا به. أما اينشتاين في نظريته النسبية فقد ألغى هذا الافتراض، واعتبر أنْ قياس الزمن بين حدثين يعتمد على الأطر المرجعي الذي خلاله تمت هذه القياسات.



شكل (2.7)

يوضح قاطرة تسير بسرعة منتظمة ضربت بصاعقتي برق عند نهايتي القاطرة (a) الحدثين يكونا متزامنين بالنسبة لشخص O المستقر والجالس عند منتصف المسافة بين AB (b) الحدثين يكونا غير متزامنين بالنسبة لشخص 'O والذي يدعي بأن مقدمة القاطرة ضربت بالصاعقة قبل المؤخرة.

لتوضيح هذه النقطة اقترح اينشتاين التجربة التخيلية التالية، وهي عبارة عن قاطرة تسير بسرعة منتظمة والتي ضربت بصاعقتى برق عند نهايتي القاطرة كما هو موضح في شكل (2.7). كل من الصاعقتين تركتا علامتين إحداهما على الأرض والأخرى على القاطرة، أما العلامتان اللتان على القاطرة فهما 'A ،B'، بينما العلامتان اللتان على الأرض فهما A ،B. وإن الملاحظ 'O يجلس في منتصف

العربة بين العلامتين 'A، 'B، بينما الملاحظ O فهو يجلس في منتصف المسافة بين A، B. أما الأحداث المسجلة عن طريق الملاحظين فهي عبارة عن إشارات ضوئية صادرة عن الصاعقة. ولنفرض الآن أن الإشارتين الضوئيتين تم وصولها إلى الملاحظ O في نفس الوقت كما هو مبين في شكل (2.7 **b**). هذا الملاحظ سوف يتيقن من أن الإشارات الضوئية قد انتقلت بنفس السرعة عبر مسافات متساوية في الطول.ولذلك فإن الملاحظ Oسوف يستنتج أن الحدثين عند B، A وقعا في زمن واحد (أي متزامنين). والآن نفرض نفس الحدثين كما يشاهدها الملاحظ 'O الموجود داخل القاطرة. في الوقت الذي يصل فيه الضوء إلى الملاحظ O، فإن الملاحظ 'O قد نقل المسافة الموضحة في شكل (2.7 **b**). ولذلك فإن الإشارة الضوئية من الموضع 'B قد سبق وإن اكتسحت النقطة 'O، بينما الضوء من الموضع 'A في تلك اللحظة لم يصل إلى الملاحظ 'O. ولكن حسب اينشتاين فإن الملاحظ 'O يجب أن يكتشف أن الضوء قد انتقل بنفس السرعة التي قاسها الملاحظ O. ولهذا فإن الملاحظ 'O يستنتج أن البرق قد ضرب مقدمة القاطرة قبل ضربه لمؤخرتها. في هذه التجربة التخيلية يظهر لنا أن الحدثين المتماثلين بالنسبة للملاحظ O، هما في نفس الوقت غير متماثلين بالنسبة للملاحظ 'O. بمعنى آخر أي حدثين متزامنين في أحد الأطر المرجعية فهما في العموم غير متزامنين في أطر آخر يكون في حالة حركة بالنسبة للأول. أي أن عملية التزامن ليس مفهومًا مطلقًا ولكنها تعتمد على حركة الملاحظ. عند هذه النقطة يحق لنا أن نسأل أي الملاحظين على صواب بخصوص هذه المسألة. فالإجابة هي إن كلا الملاحظين على صواب، وذلك لأن مبدأ النسبية يقول **"ليس هناك أطر قصور مرجعي مفضل"**. مع أن كلا الملاحظين تحصلوا على نتيجتين مختلفتين، ولكن كل منهما على صواب في أطره المرجعي، وذلك لأن مفهوم التزامن غير مطلق. **في الحقيقة تعتبر هذه المسألة نقطة مركزية لنظرية النسبية.أي أنه أي أطر مرجعي يتحرك بسرعة منتظمة يمكن**

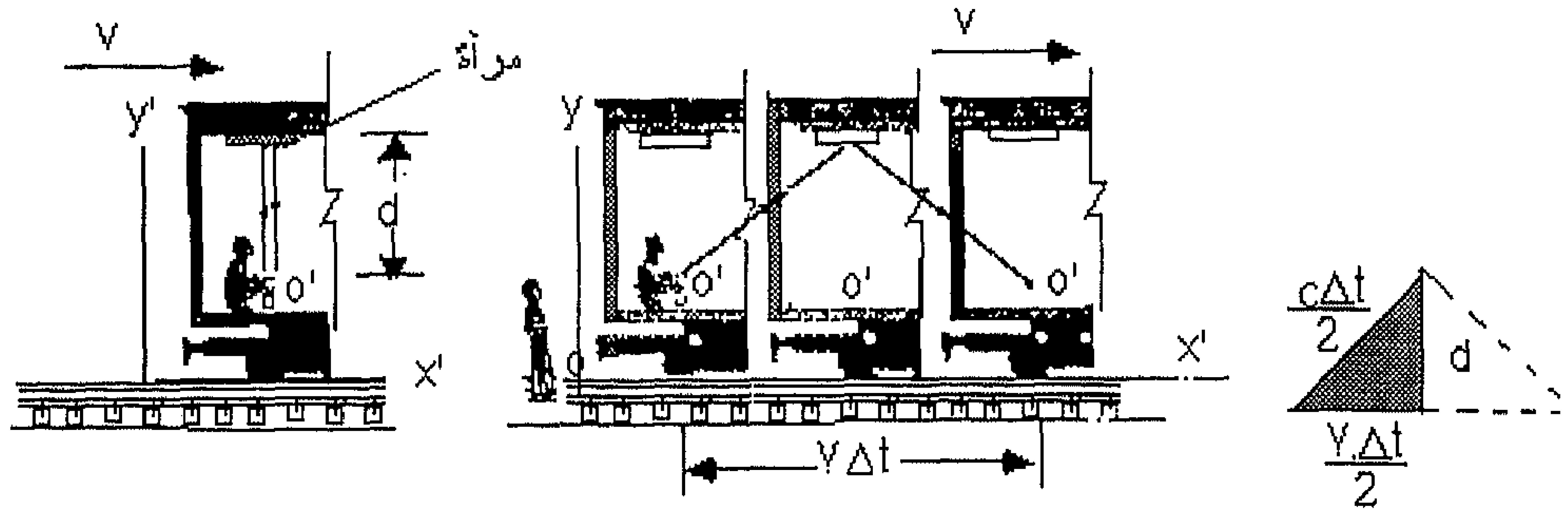
استخدامه لوصف حدثين. ففي هذه التجربة ليس هناك أي خطأ في الساعات أو المساطر المترية المستعملة لأجراء هذه القياسات. ولكن ببساطة فإن قياس الزمن الفاصل بين حدثين وقياس الطول يعتمدان على حالة الحركة للملاحظ. فالملاحظان الموجودان في أطر مرجعية مختلفة فإن قياسهما للأوقات الفاصلة بين حدثين وكذلك الأطوال سوف تكون مختلفة. ولكنهما سوف يتفقا على قوانين الفيزياء في أطرهما الخاصة، وذلك لأن هذه القوانين يجب أن تكون متماثلة لكل الملاحظين الموجودين في حركة منتظمة.

2.7 نسبية الزمن Relativity of Time (Time Dilation)

إن قياس الزمن الفاصل بين حدثين بواسطة ملاحظين موجدين في أطر مختلفة سوف لن يكون متساويا. يمكن توضيح هذه الحقيقة عن طريق افتراض عربة تتجه نحو اليمين بسرعة v كما هو مبين في شكل (2.8)، حيث تم تثبيت مرآة في سقف العربة، ويجلس داخل العربة الملاحظ أحمد 'O الموجود في حالة سكون ويحمل جهاز الليزر على بعد مسافة d من المرآة. في لحظة ما ينبعث من الليزر نبضة من الضوء موجة نحو المرآة، ونشير إليه (بالحدث1). وبعد مضي شئ من الوقت فإن النبضة المنعكسة ترجع إلى نقطة الانطلاق (الليزر) وهو (الحدث 2). أحمد يحمل ساعة نرمز لها بالرمز 'C لقياس الزمن الفاصل بين الحدثين $\Delta t'$. بما أن سرعة نبضة الضوء هي c فإن الزمن اللازم لانتقال النبضة من أحمد إلى المرآة ثم الرجوع إليه مرة أخرى:

$$\Delta t' = \frac{2d}{c}$$

نلاحظ قياس هذا الزمن الفاصل $\Delta t'$ عن طريق أحمد، فإننا نحتاج إلى ساعة واحدة فقط موضوعة في نفس المكان في هذا الأطر.



شكل (2.8)

(a) تم تثبيت مرآة في عربة متحركة ،ونبضة ضوئية تنطلق من O' عندما تكون العربة في حالة سكون (b) المرآة و O' يتحركان بسرعة v بالنسبة لشخص واقف على الأرض (c) مثلث قائم الزاوية لحساب العلاقة بين Δt, Δt' .

والآن نفرض نفس الحدثين كما تراهم الملاحظة حنين عند النقطة O في أطر مستقر على الأرض شكل **(2.8)**. حسب حنين فإن المرآة والليزر يتحركان إلى اليمين بسرعة v. في الوقت الذي تصل فيه نبضة الضوء إلى المرآة، فإن المرآة تكون قد تحركت مسافة $\frac{v\Delta t}{2}$، حيث Δt هو الزمن الذي يستغرقه الضوء للانتقال من O' إلى المرآة ثم الرجوع إلى O' حسب قياس حنين. بمعنى آخر فإن حنين سوف تكتشف نتيجة لحركة العربة أنه يجب عليها توجيه الليزر بزاوية مع الاتجاه الرأسي حتى يصل الضوء إلى المرآة. وبمقارنة الشكلين نجد أن الضوء يجب أن يقطع مسافة أكبر في حالة حنين عنه في حالة أحمد. حسب الافتراض الثاني للنسبية فإن سرعة الضوء هي c والتي تم قياسها بالملاحظين. وبما أن الضوء يقطع مسافة أطول في حالة حنين، فإن الزمن الفاصل Δt والمقاس بحنين في الأطر المستقر يكون أطول من Δ 't والمقاس بأحمد في الأطر المتحرك. للحصول على علاقة بين الزمنين Δ t، و Δ 't فأنه من المقنع استعمال مثلث قائم الزاوية المبين في شكل **(2.8 c)** وباستخدام نظرية فوتا غرت نتحصل على:

$$(\frac{c\Delta t}{2})^2 = (\frac{v\Delta t}{2})^2 + d^2$$

وبحل هذه المعادلة نحصل على Δt :

$$\Delta t=\frac{2d}{\sqrt{c^2-v^2}}=\frac{2d}{c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{..............} \quad (2.3)$$

بما أن $\Delta t'=\frac{2d}{c}$ ، يمكن إعادة كتابة معادلة (2.3):

$$\Delta t'=\frac{\Delta t'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=\gamma\Delta t \quad \text{..............} \quad (2.4)$$

حيث $\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$

نلاحظ إن الحدثين المسجلين بواسطة حنين يظهران في مواضع مختلفة. لذلك لكي نقيس الزمن الفاصل Δt يجب أن نستعمل عدة ساعات متزامنة وموضوعة في أماكن مختلفة في أطرها المرجعي، معادلة (2.4) تشير إلى أن الزمان الفاصل Δt المقاس بحنين في الأطر المستقر يكون أطول من الزمن الفاصل Δt' المقاس بأحمد في الأطر المتحرك (وذلك لأن γ دائما تكون أكبر من الوحدة) أي أن Δt' > Δt.

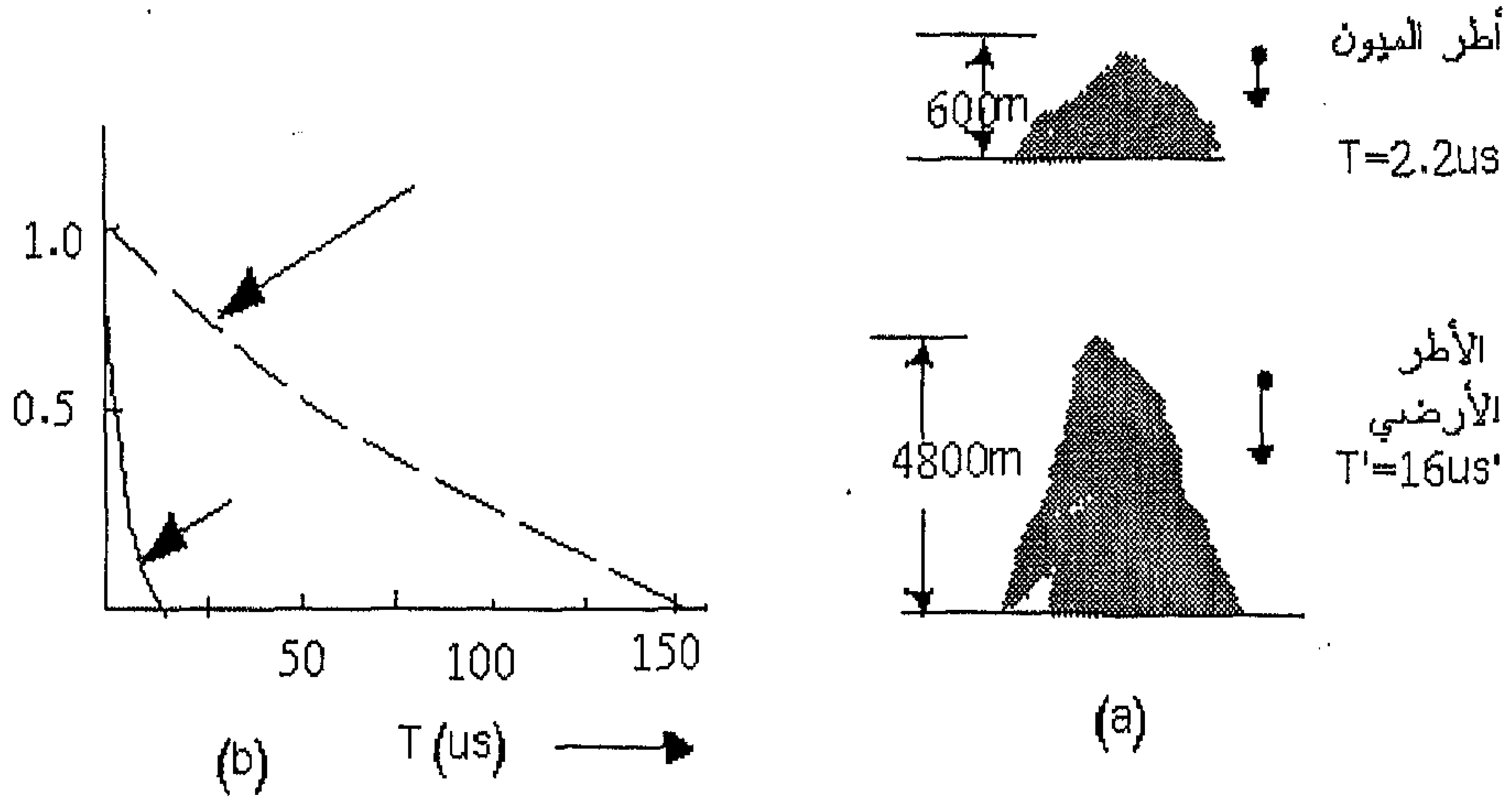
حسب الملاحظ المستقر فإن الساعة المتحركة تكون أبطأ من الساعة المماثلة لها والتي في حالة استقرار. هذا التأثير يطلق عليه بتمدد الزمان (Time dilation).

الزمن الفاصل Δt' في معادلة (2.4) يعرف بالزمن المناسب (Proper Time). في العادة يعرف الزمن المناسب بأنه الزمن الفاصل بين الحدثين المقاسين عن طريق الملاحظ الذي يشاهد الأحداث تظهر في نفس المكان. ولذلك فإن الزمن المقاس عن طريق الملاحظ O' يعتبر زمنا مناسبًا، والذي نحتاج عند قياسه إلى ساعة واحدة فقط موجودة في حالة سكون في ذلك الأطر.

لاحظنا أن الساعة المتحركة تتحرك ببطء مقداره $(\gamma)^{-1}$. والسؤال الذي أود أن أطرحه في هذا المقام هو هل تمدد الزمن (**Time dilation**) **ينطبق فقط على الساعة الميكانيكية أم كذلك على الساعة الضوئية ؟** وهل من الممكن تعميم هذه النتائج كذلك على العمليات الطبيعية لتشمل التفاعلات الكيميائية والعمليات البيولوجية بحيث تبطأ عند حدوثها في أطر متحركة بالنسبة إلى الساعة المستقرة. فمثلا نبضات قلب رجل الفضاء الذي ينتقل في مركبته هل سوف تحافظ على الزمن حسب الساعة التي يحملها في مركبته. وبذلك فإن نبضات قلبه والساعة التي يحملها سوف تبطأ بالمقارنة بالساعة التي في حالة استقرار (أي أن عمر رجل الفضاء سوف يكون أقل من التوأم الموجود على الأرض) ؟ في الحقيقة هذه الأسئلة لازالت محل جدال بين العلماء.

في الواقع إن التمدد الزمني (Time dilation) هو ظاهرة حقيقية قد تم التأكد منها بعدة تجارب، سوف نتناول بعضها بالتفصيل في هذا الجزء. فمثلا الميونات والتي هي عبارة عن جسيمات أولية غير مستقرة شحنتها تعادل شحنة الإلكترون ولكن كتلتها تساوي 207 مرة مثل كتلة الإلكترون، يمكن إنتاجها عن طريق امتصاص الأشعة الكونية في الغلاف الجوي العلوي، أما زمن العمر لهذه الجسيمات غير مستقرة 2.2 μs عند قياسه في الأطر المرجعي المستقر بالنسبة لهذه الجسيمات. والآن نقوم بعملية حسابية بسيطة، بما أن زمن العمر لهذه الجسيمات هو2.2μs، وسرعتها تقترب من سرعة الضوء، فإن المسافة التي سوف تقطعها في هذا الزمن هي ($vt = 3\times10^{8} \times 2.2 \times10^{-6} =$ 600 m) وذلك قبل أن تضمحل إلى أشياء أخرى، شكل (**2.9a**) يوضح هذا، ولذلك نتوقع أنه ليس بالإمكان وصول هذه الجسيمات إلى سطح الأرض من مكان تولدها في الغلاف الجوي العلوي، ولكن دلت التجارب على أن عددًا كبيرًا من الميونات تصل إلى الأرض. يمكن تفسير هذا التناقض إذا ما استخدمنا ظاهرة التمدد الزمني. فحسب هذه الظاهرة فإن زمن العمر لهذه الميونات بالنسبة للملاحظ على سطح الأرض هو $\tau\gamma$ حيث τ = 2.2 μs وهو زمن العمر داخل أطر مرجعي ينتقل مع الميونات. فإذا كانت

سرعة هذه الجسيمات هي $v = 0.99c$ فإن $\gamma = 7.1$ ، $\gamma\tau s = 16\ \mu s$؛ ولذلك فإن المسافة المقطوعة بهذه الجسيمـات والتي تم قياسها بملاحظ على الأرض هي $\tau v\gamma = 4800\ m$ كمـا هو مبين في شكل (2.9a).



شكل (2.9)

(a) الميون الذي سرعته c0.99 ينتقل مسافة قدرها m600 فقط عند قياسها بالنسبة أطر في الميون نفسه حيث الزمن الذي يعيشه هو $\tau = 2.2\mu s$ ، ولكن الميون سوف يقطع مسافة قدرها m4800 عند قياسه بواسطة شخص على الأرض. (b) يوضح منحنيات الاضمحلال لميون سرعته c0.9994 .

في سنة 1976 أجريت مجموعة من التجارب على الميونات في المعمل المعروف "بالمجلس الأوروبي للأبحاث النووية European Council for Nuclear Research (CERN)" في مدينة جنيف. حيث تم تعجيل هذه الميونات إلى سرعة c0.9994، نتج عن ذلك اضمحلال هذه الميونات وانبعاث الإلكترونات التي تم اكتشافها بواسطة عدادات مثبتة في حلقة التعجيل مما مكن العلماء من قياس معدل الاضمحلال ومن ثم معرفة العمر الزمني لهذه الميونات. وقد تم قياس العمر الزمني لها حيث وجدت تعادل 30 مرة مثل تلك الميونات المستقرة، وهذا يتفق مع توقعات النسبية إلى جزء في الألف.

تأكيد آخر جاء من النتائج التي تم الحصول عليها في التجربة التي قام بها كل من هافيل وكيتنق (Hafele and Keating) والتي أعطتنا الدليل المباشر على ظاهرة التمدد الزمني. استخدم في هذه التجربة ساعات سيزيوم الذرية، حيث يتم قياس زمن الأحداث باستخدام أربع ساعات موجودة على متن طائرة نفاثة ويتم مقارنتها بزمن الأحداث المقاسة عن طريق ساعات ذرية مرجعية موضوعة في المرصد الأمريكي نافل (U.S.Naval Observatory) (لم يتم مقارنتها بتلك الموضوعة على الأرض لأنها ليست أطرًا مرجعيًا ثابتًا حقيقيًا). لكي يتم بدقة مقارنة هذه النتائج بالنظرية، هناك عدة عوامل يجب أخذها في الاعتبار ومنها زمن التسارع وزمن التباطؤ بالنسبة للأرض، والتغير في اتجاه الحركة، ومجال الجاذبية الضعيف المؤثر على الساعات بالمقارنة بالساعات الموجودة على الأرض. لقد كانت نتائجهم على اتفاق جيد مع توقعات النظرية النسبية، حيث جاء في تقريرهم "" نسبة إلى التدريج الزمني الذري لمرصد نافل أن الساعات الطائرة فقدت $59 \pm 10ns$ أثناء رحلتها في اتجاه الشرق، واكتسبت $273 \pm 7ns$ أثناء رحلتها في اتجاه الغرب.

- **تناقض التوأمين The Twin Paradox**

إن إحدى النتائج المشوقة لظاهرة التمدد الزمني (Time Dilation) تعرف بتناقض التوأمين. ولكي نعيش هذا التناقض، نفرض أننا نقوم بالتجربة التي فيها عمر التوأمين حسن وحسين 20 سنة. حسن شاب مغامر مغرم بالرحلات الاستكشافية أما حسين فهو غاو مسلسلات تلفزيونية. قرر حسن الذهاب في رحلة إلى أحد النجوم والتي تبعد عن الأرض 30 سنة ضوئية (أي ما يقرب من 2000 بليون كم) بحيث كانت مركبته الفضائية قادرة على أن تتسارع إلى ما يقرب من سرعة الضوء. بعد وصول حسن إلى النجم اشتاق إلى لرجوع إلى وطنه، ورجع مباشرة إلى الأرض بنفس السرعة العالية التي قدم بها. ولكن عند رجوعه اندهش

لحدوث تغيرات عديدة في كثير من الأشياء. فالمدن القديمة اتسعت وشيدت مدن جديدة، أسلوب الحياة تغير، كذلك مظهر الناس تغير، وأنظمة المواصلات تغيرت بشكل مذهل. ووجد عمر أخيه حسين ما يقرب من 80 سنة، وأصبح حكيما، واشتعل رأسه شيبا، ووهن عظمه، وثقل سمعه. ولكن في نفس الوقت لم يزد عمر حسن إلا ما يقرب من 10 سنوات فقط. فالسؤال الأول الذي يمكن أن يسأله هو هل هذا ناتج عن حدوث تباطؤ في العمليات الفسيولوجية للتوأم المغامر حسن مما جعله أصغر سنا؟. أما السؤال الطبيعي الثاني فهو أي التوأمين انتقل بسرعة تقرب من سرعة الضوء؟. هنا يقع التناقض: بالنسبة للأطر المرجعي للتوأم حسين يوجد في حالة سكون، بينما التوأم حسن سافر بسرعة تقرب من سرعة الضوء. من ناحية أخرى فإن المغامر حسن يعتبر نفسه في حالة سكون بينما ينظر إلى الأرض التي يقف عليها أخوه تزداد بعدًا أثناء الذهاب وتزداد قربًا أثناء الرجوع. فهذا يقودنا إلى التناقض أي التوأمين ساكنًا وأيهم متحرك، ومن ثم أيهما أصبح مسنًا.لكي نجيب عن هذه الأسئلة ونتغلب على هذا التناقض يجب أولا أن نشير إلى أن الرحلة غير متماثلة كما يتظاهر لنا. فرجل الفضاء حسن قد مر بسلسلة من التسارع والتباطؤ أثناء ذهابه إلى النجم والعودة منه، ولذلك فإن الرحلة ليست دائمًا في حركة منتظمة. فهذا يعني بأن حسن أثناء جزء من رحلته لم يكن في أطر قصور مرجعي (noninertial frame). ولذلك فإن التوقعات التي تعتمد على النسبية غير صالحة في هذا الأطر. من ناحية أخري فإن التوأم حسين الموجود على الأرض فهو في أطر قصور وأن توقعاته المعتمدة على النسبية يمكن الاعتماد عليها. كما أشرنا سابقًا إن الوضع غير متماثل وذلك لأن حسن يتعرض لعدة قوى عند التفاف مركبته. ولذلك بالفعل إن الشخص الذي سافر سوف يكون أصغر سنًا عند عودته، هذا إذا كان بالإمكان صناعة مركبة تسير بهذه السرعة الفائقة وأيضا تمكنا من التغلب على الصعوبات المشار إليها سلفًا.

مثال (2.3):	مثال (2.4):
إذا كان الزمن الدوري τ لبندول بسيط هو 3.0s مقاسًا في الأطر المرجعي للبندول، احسب هذا بالنسبة للملاحظ يتحرك بسرعة 0.95c بالنسبة للبندول؟	إذا كان متوسط زمن العمر ميو-ميزون (µmeasons-) يتحرك بسرعة 0.95c هـو $6x10^{-6}$ s احسب عمره عندما يكون في حالة استقرار؟
الحل:	الحل:
في هذه الحالة فإن الزمن المناسب (proper timeτ') يساوي 3.0s، وبذلك فإن الزمن الدوري المقاس بالملاحظ المتحرك هو:	في هذه المسألة المراد حسابه هو الزمن المناسب' (proper timeτ) وبذلك:
$\tau=\gamma\tau'=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{(0.95c)^2}{c^2}}}(3.0s)=9.6s$	$\tau'=\tau\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}=\left(6x10^{-6}\right)\sqrt{1-(0.95)^2}$ $=1.87x10^{-6}s$

2.8 تقلص الطول (Length Contraction) Relativity of Length

لاحظنا في الجزء السابق أن الزمن الفاصل بين الأحداث غير مطلق، أي بمعنى أن الزمن الفاصل بين حدثين يعتمد على الأطر المرجعي الذي تم فيه قياسه. والآن نعرف **الطول المناسب(proper length) لأي جسم على أنه طول الجسم مقاس في الأطر المرجعي الذي يكون فيه الجسم في حالة سكون.** يجب أن نلاحظ إن الطول المناسب يعرف مثل الزمن المناسب، حيث أن الزمن المناسب كما سبق هو الزمن المقاس بساعة واحدة تكون في حالة استقرار بالنسبة للحدثين. بينما الطول المناسب ليس هو المسافة بين نقطتين تم قياسها في نفس الوقت. وإن طول الجسم المقاس في أطر مرجعي والذي

فيه الجسم متحرك يكون دائماً أقصر من الطول المناسب. هذا التأثير يعرف بتقلص الطول (**length contraction**).

لكي نستوعب مفهوم تقلص الطول نفرض أن مركبة فضائية تنتقل بسرعة v بين نجمين. وبأن ملاحظًا كان موجودًا في حالة سكون على سطح الأرض ويستطيع قياس المسافة بين النجمين وهي L'، حيث L' هو الطول المناسب (proper length). حسب هذا الملاحظ فإن الزمن اللازم لهذه المركبة لإتمام رحلتها هو ($\Delta t = L'/v$). والآن نطرح السؤال التالي ما هي المسافة المقاسة بين النجمين بواسطة الملاحظ الموجود على متن المركبة المتحركة؟ نتيجة تأثير تمدد الزمن (time dilation) فإن رجل الفضاء سوف يقيس زمنًا أقصر وهو ($\Delta t' = \Delta t/\gamma$). يستطيع أن يدعي رجل الفضاء أنه في حالة سكون وأنه يشاهد النجم يقترب منه بسرعة v، وبما أن رجل الفضاء يصل إلى النجم بعد زمن قدره $\Delta t'$ فأنه يستنتج أن المسافة بين النجمين هي L وهي أقصر من L'. ولذلك فإن المسافة التي تم قياسها برجل الفضاء:

$$L = v\Delta t' = v\frac{\Delta t}{\gamma}$$

وبما أن $L' = v\Delta t$ فإن :

$$L = \frac{L'}{\gamma} = L'\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \quad \text{...} \quad \mathbf{(2.5)}$$

يجب أن نلاحظ أن التقلص في الطول يحدث فقط في اتجاه الحركة ولتوضيح ذلك نفرض أن عصا تتحرك بسرعة v فوق سطح الأرض (باعتبار الأرض ساكنة). طول العصا (proper length) كما تم قياسها بملاحظ موجود في أطر ملاصق للعصا هو L'. بينما طول العصا L كما تم قياسه بملاحظ على الأرض في أطر ساكن سوف يكون أقصر من L' كما هو واضح من معادلة (**2.5**)، لاحظ أن التقلص في الطول هو عبارة عن تأثير متماثل فإذا كانت العصا في حالة سكون على الأرض فإن الملاحظ الموجود في

أطر متحرك سوف يقيس طولًا أقصر للعصا L. من المهم أن نؤكد أن الطول المناسب (proper length) والزمن المناسب (proper time) يتم قياسهما في أطر مرجعية مختلفة، لتوضيح ذلك نرجع إلى مثال اضمحلال الميون المتحرك بسرعة تقرب من سرعة الضوء. فالملاحظ الموجود في الأطر المرجعي للميون، سوف يقيس زمن العمر المناسب (proper lifetime). بينما الملاحظ الموجود على الأرض سوف يقيس الارتفاع المناسب للجبل شكل (**2.9**). في الأطر المرجعي للميون ليس هناك تمدد زمني، ولكن المسافة سوف تكون أقصر عند قياسها من هذا المرجع. وبالمثل بالنسبة للملاحظ الموجود في أطر مرجعي على الأرض، سوف يكون هناك تمدد زمني (time dilation)، ولكن المسافة المقاسة سوف تكون الارتفاع الحقيقي للجبل شكل (**2.9**)، ولذلك فإن محصلة التجربة هي نفسها.

مثال (2.5): مركبة فضائية طولها 100m عندما كانت في حالة سكون بالنسبة للملاحظ. فإذا طارت هذه المركبة وداخلها الملاحظ بسرعة 0.99c، ما هو الطول الذي سوف يقيسه الملاحظ لهذه المركبة؟

الحل: في هذه الحالة فإن الطول المناسب (proper length) هو 100m، وبذلك فإن الطول الذي سوف يقيسه الملاحظ حسب معادلة 2.5.

$$L = L'\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = 100m$$

$$\sqrt{1-\frac{(0.99c)^2}{c^2}} = 14m$$

مثال (2.6): ملاحظ على الأرض يرى مركبه فضائية هابطة في اتجاه الأرض على ارتفاع 435m وبسرعة 0.97c. ما هو ارتفاع المركبة حسب ملاحظ موجود بداخلها ؟

الحل: الطول المناسب $L' = 435m$، وبذلك فإن الملاحظ المتحرك والموجود داخل المركبة سوف يقيس ارتفاع:

$$L = L'\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = 435m$$

$$\sqrt{1-\frac{(0.97c)^2}{c^2}} = 106m$$

مثال (2.7): مكعب حجمه المناسب (proper volume) $1000cm^3$. أوجد حجم هذا المكعب المحسوب من قبل ملاحظ يتحرك بسرعة مقدارها 0.8c بالنسبة للمكعب في اتجاه أحد أضلاعه.

الحل: طول ضلع المناسب للمكعب هو 10cm. وبذلك فإن طول ضلع المكعب كما يراه الملاحظ في اتجاه الحركة هو

$$L = L'\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = 10cm$$

$$\sqrt{1-\frac{(0.8c)^2}{c^2}} = 6cm$$

أما طول الأضلاع الأخرى في اتجاه y، z لأنها لم تتغير فهي

$L_z = 10cm$ ،L_y

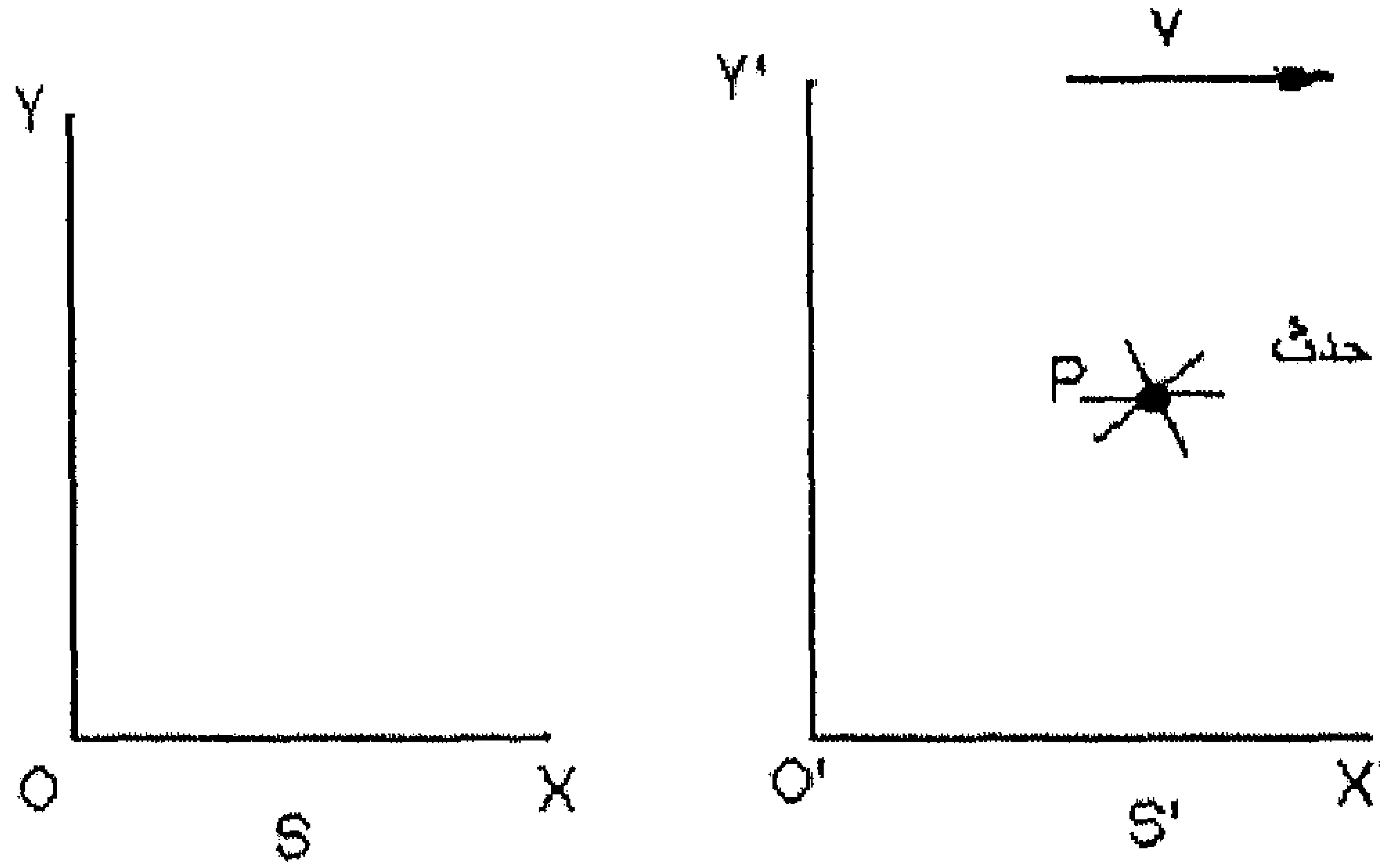
وبذلك فإن حجم المكعب الجديد

$$V' = L'_x L'_y L'_z$$

$$= (6cm)(10cm)(10cm) = 600\ cm^3$$

2.9 معادلات التحويل للورنتز The Lorentz Transformation Equations

إننا نعرف أنه يمكن تحديد أي حدث مثل نبضة ضوئية وذلك عن طريق ثلاثة إحداثيات فضاء وإحداثي زمن. نفرض أن حدث ما ظهر عند النقطة P وتم تسجيله بملاحظين أحدهما في حالة سكون في الأطر S والآخر في الأطر 'S يتحرك إلى اليمين بسرعة v كما في شكل (2.10). يسجل الملاحظ في S هذا الحدث بإحداثيات فضاء وزمن وهي (x،y،z،t)، أما الملاحظ في 'S فأنه يسجل نفس الحدث باستخدام إحداثيات الفضاء والزمن التي هي ('x'،y'،z'،t). والآن نبحث عن علاقة تربط بين هذه الإحداثيات والتي تكون صالحة لجميع السرعات. لقد ناقشنا في السابق تحويلات جاليلين للإحداثيات، ووجدنا أنها لا تتفق مع التجربة عند سر عات تقرب من سرعة الضوء.



شكل (2.10)

يمثل حدث عند النقطة P حيث يتم مشاهدته بشخصين الأول في أطر مستقر S والثاني في أطر يتحرك بسرعة v.

بينما المعادلات الصحيحة والتي تكون صالحة لمدى من السرعات ما بين v=0، وv=c والتي تمكننا من تحويل S إلى S' هي في الحقيقة معطاة بما يعرف بمعادلات التحويل للورنتز.

$$x' = \gamma(x - vt)$$
$$y' = y$$
$$z' = z \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \textbf{(2.6)}$$
$$t' = \gamma\left(t - \frac{v}{c^2}x\right)$$

حيث نعرف γ كما سبق :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

إن معادلات التحويل للورنتز قد تم اشتقاقها في الأصل عن طريق لورنتز (H.A.Lorentz) سنة (1890). ولكن اينشتاين هو الذي اكتشف أهمية هذه المعادلات واتخذ الخطوة الجريئة لتفسيرها حسب مفهوم النظرية النسبية.

نلاحظ أن قيمة t' المنسوبة للحدث عن طريق الملاحظ O' تعتمد على كل من الزمن t والإحداثيات x المقاسة عن طريق الملاحظ O. فهذا يتفق مع مفهومنا للحدث والذي يتم وصفه عن طريق أربعة إحداثيات فضاء وزمن (x،y،z،t). بمعنى آخر إن مفهوم الفضاء والزمان ليس منفصلين ولكنهم ممزوجان حسب مفهوم النسبية، فهذا يختلف عن تحويلات جاليلين والذي فيه $t = t'$. وإذا ما رغبنا في تحويل الإحداثيات الموجودة في الأطر S' إلى الإحداثيات في الأطر S، فإننا ببساطة نستبدل v بـ -v، وكذلك استبدال الشرطات على الإحداثيات في معادلة (2.6)، لنحصل على التحويلات التالية:

$$x = \gamma(x' + vt')$$
$$y = y'$$
$$z = z' \qquad \dots\dots\dots\dots (2.7)$$
$$t = \gamma\left(t' + \frac{v}{c^2}x'\right)$$

عندما v<< c فإن تحويلات لورنتز يجب أن تؤول إلى جاليلين. لكي نختبر ذلك نلاحظ أنه عندما

$$\frac{v^2}{c^2} << 1, v \to 0, \gamma \to 1$$

وبذلك فإن معادلات (2.6) تؤول إلى :

$$x' = x - vt, y' = y, z' = z, t' = t$$

في كثير من الأحيان نرغب في التعرف على الفرق في الإحداثيات بين حدثين أو الزمن الفاصل بين حدثين كما يشاهدهما الملاحظ O والملاحظ O'. يمكن إنجاز ذلك عن طريق كتابة معادلات لورنتز في شكل مناسب لوصف زوج من الأحداث. يمكن أن نعبر عن الفرق بين أربعة متغيرات (x،x'،t،t') باستخدام معادلة (2.6)(2.7).

$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - v\Delta t)$$
$$\Delta t' = \gamma\left(\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x\right)$$
$$\Delta x = \gamma(\Delta x' + v\Delta t') \qquad \dots\dots\dots\dots (2.8)$$
$$\Delta t = \gamma\left(\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x'\right)$$

نلاحظ أنه لم تذكر أي وصف للإحداثيات y،z وذلك لأنهم غير متأثرين بالحركة في اتجاه x .

مثال (2.8):

ملاحظ O يشاهد انطفاء مصباح عند الإحداثيات التالية x=100km، y=10km، z=1km، $t=5x10^{-4}$ احسب إحداثيات هذا الحدث 'x'، y'، z'، t حسب ملاحظ آخر 'O يتحرك بسرعة 0.8c- نسبة إلى الملاحظ O في اتجاه الإحداث المشترك x-x'.

الحل :

باستخدام تحويلات لورنتز:

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1-\frac{(-0.8c)^2}{c^2}}}\left(100 + 0.8x3x10^5x5x10^{-4}\right)$$

$$= 367\,Km$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{v}{c^2}x\right)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1-(0.8)^2}}\left(5x10^{-4}s + \frac{0.8x100}{3x10^5}\right)$$

$$= 12.8x10^{-4}s$$

$$y' = y = 10Km$$

$$z' = z = 1Km$$

مثال (2.9):

إذا كانت إحداثيات الفضاء - والزمان لحدثين والتي تم قياسهما بالملاحظ O هي: $y_1=z_1=0m$، $t_1=2x10^{-4}s$، $x_1=6x10^4m$،

و$x_2=12x10^4m$، $y_2=z_2=0m$، $t_2=1x10^{-4}s$

احسب سرعة 'O بالنسبة للملاحظ O إذا كان الملاحظ 'O يقيس الحدثين على أنهم متزامنين.

الحل :

باستخدام معادلة (2.8) علما بأن الحدثين متزامنين أي $\Delta t'=0$

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{-1x10^{-4} - \frac{v}{c}\left(\frac{6x10^4}{3x10^8}\right)}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = 0$$

وبحل هذه المعادلة نتحصل على $\frac{v}{c} = -0.5$، أي أن v في الاتجاه السالب لـ x

2.10 تحويلات السرعة للورنتز Lorentaz Velocity Transformation

والآن نشتق تحويلات السرعة للورنتز والتي تعتبر النظير النسبي لتحويلات السرعة لجاليلين. نفرض أن جسم غير معجل لوحظ في الأطر S' عند نقطة x'_1 وزمن t'_1 وبعد ذلك عند النقطة x'_2 وزمن t'_2. وبذلك فإن سرعته في الأطر S' هي :

$$U'_x = \frac{X'_2 - X'_1}{t'_2 - t'_1} = \frac{dx'}{dt'} \qquad (2.9)$$

وباستخدام معادلة (2.7) نتحصل على :

$$dX' = \gamma(dX - vdt)$$
$$dt' = \gamma\left(dt - \frac{v}{c^2}dx\right)$$

وبالتعويض في معادلة (2.9):

$$U'_x = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx - vdt}{dt - \frac{v}{c^2}dx} = \frac{\frac{dx}{dt} - v}{1 - \frac{v}{c}\frac{dx}{dt}}$$

ولكن $\frac{dx}{dt} = U_x$ وهي مركبة السرعة للجسم مقاسة في الأطر S وبذلك :

$$U'_x = \frac{U_x - v}{1 - \frac{vUx}{c^2}} \qquad (2.10)$$

وبالمثل إذا كان الجسم لديه مركبات سرعة في اتجاه كل من z،y، فإن المركبات السرعة في الأطر S' هي:

$$U'_y = \frac{U_y}{\gamma\left(1 - \frac{vU_x}{c^2}\right)}, U'_z = \frac{U_z}{\gamma\left(1 - \frac{vU_x}{c^2}\right)}$$

نلاحظ أنه عندما U_X، v أصغر بكثير من c (في الحالة غير نسبية) فإن المقام في معادلة **(2.10)** يؤول إلى الوحدة وبذلك $U'_x \approx U_x - v$ والذي يتطابق مع تحويلات السرعة لجاليلين. من ناحية أخري عندما $U_X=c$ فإن معادلة **(2.10)** تأخذ الصورة التالية:

$$U'_x = \frac{c-v}{1-\frac{cv}{c^2}} = \frac{c\left(1-\frac{v}{c}\right)}{1-\frac{v}{c}} = c$$

نلاحظ من هذه النتيجة أن الجسم الذي يتحرك بسرعة الضوء c بالنسبة للملاحظ S فإن سرعته كذلك هي c بالنسبة للملاحظ 'S، أي أنها لا تعتمد على السرعة النسبية للأطر S، و 'S. نلاحظ أن هذه النتيجة تتوافق مع الافتراض الثاني لاينشتاين والتي تقول إن سرعة الضوء في كل أطر القصور المرجعية تساوي c، بالإضافة إلى ذلك فإن سرعة الجسم لا تتجاوز c، أي أن سرعة الضوء هي أعلى سرعة. وسوف نرجع لهذه النقطة عند مناقشتنا لطاقة الجسيم. وللحصول على Uxبدلالة U'x فإننا نستبدل v بـ –v وكذلك استبدال الشرطات على السرعة في معادلة (2.10) لنتحصل على:

$$U_x = \frac{U'_x + v}{1+\frac{vU'_x}{c^2}}$$

مثال (2.10):

إذا كان صاروخ (A) يتحرك إلى اليمين وصاروخ (B) يتحرك إلى اليسار بسرعة 0.8c، و0.6c على التوالي بالنسبة للأرض. ما هي سرعة الصاروخ A مقاسة من الصاروخ B؟

الحل:

يمكن حل هذه المسألة إذا اعتبرنا الأطر 'S ملامسًا لصاروخ B، وبذلك v=-0.6c بالنسبة لملاحظ على الأرض (S). الصاروخ A يمكن اعتباره كجسم يتحرك بسرعة Ux=0.8c بالنسبة لملاحظ على الأرض. ولذلك يمكن الحصول على سرعة A بالنسبة B من معادلة **(2.10)**:

$$U'_x = \frac{U_x - v}{1-\frac{vU_x}{c^2}} = \frac{0.8c-(-0.6c)}{1-\frac{(-0.6c)(0.8c)}{c^2}} = 0.946c$$

مثال (2.11):

تخيل راكب دراجة نارية يتحرك بسرعة 0.8c مر على ملاحظ واقف على حافة الطريق. إذا رمى صاحب الدراجة النارية بكرة إلى الأمام بسرعة 0.7c بالنسبة له، ما هي سرعة الكرة بالنسبة لشخص الواقف على الطريق؟

الحل:

في هذه الحالة فإن سرعة راكب الدراجة بالنسبة للملاحظ على الأرض هي 0.8c. وسرعة الكرة في أطر صاحب الدراجة النارية 0.7c. وبذلك فإن سرعة الكرة U_X بالنسبة للشخص الواقف على الطريق:

$$U_x = \frac{U'_x + v}{1+\frac{vU'_x}{c^2}} = \frac{0.7c+0.8c}{1+\frac{(0.7c)(0.8c)}{c^2}} = 0.962c$$

2.11 كمية الحركة النسبية Relativitic Momentum

لقد شاهدنا فيما سبق أنه بالإمكان تحقيق أسس النسبية إذا ما تم استبدال تحويلات جاليلين بتحويلات لورنتز والتي أكثر شمولية. ولذلك لكي يكون وصفنا

مناسبًا لحركة الأجسام في الأطر التي تعمل فيه النظرية النسبية، يجب علينا أن نعمم قوانين نيوتن وكذلك تعريفنا لكمية الحركة والطاقة. هذا التعميم لتعريف كمية الحركة والطاقة، يجب أن يؤول إلى التعريفات الكلاسيكية (غير النسبية) عند v<<c. والآن نسترجع مفهومنا لكمية الحركة والذي يقول "**عند تصادم جسمين فإن كمية الحركة الكلي يبقي ثابتا**" مع افتراض أن الجسمين معزولان (أي أن التفاعل الوحيد هو بين الجسمين فقط). نفرض إن عملية التصادم يتم وصفها في الأطر S الذي تكون كمية الحركة خلاله محافضة وإذا ما حسبنا السرعات في الأطر المرجعي الثاني S' باستخدام تحويلات لورنتز وتعريفنا الكلاسيكي لكمية الحركة P = m u فإننا نجد أن كمية الحركة غير محافضة في الأطر الثاني S'. ولكن كما نعرف أن جميع قوانين الفيزياء متماثلة في كل الأطر، ولهذا فإن كمية الحركة يجب أن تكون محافضة في كل الأطر. بالنظر إلى هذا الشرط ومع افتراض أن تحويلات لورنتز صحيحة، لذلك يجب علينا تطوير تعريفنا لكمية الحركة. وإن تعريف كمية الحركة النسبي P يجب أن يحقق الشروط التالية:

1. كمية الحركة النسبي يجب أن يكون محافضًا في جميع التصادمات.

2. كمية الحركة النسبي يجب أن يؤول إلى الكمية الكلاسيكية mu عندما $u \to 0$.

وإن المعادلة النسبية الصحيحة لكمية الحركة التي تحقق هذه الشروط تأخذ الصورة التالية

$$P = \frac{mu}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} = \gamma mu \qquad (2.11)$$

إن اشتقاق هذه المعادلة خارج عن نطاق هذا الكتاب، ولكن الذي يهمنا هو مفهوم هذه المعادلة. نلاحظ من معادلة (2.11) أنه عندما u تكون أصغر بكثير من c فإن المقام سوف يؤول إلى الوحدة ومن ثم هذه المعادلة تأخذ الصورة البسيطة P=mu،

أي أن المعادلة النسبية لكمية الحركة تؤول إلى الصورة الكلاسيكية عندما u أصغر بكثير من c. في كثير من الأحيان يفضل تفسير معادلة (2.11) على أنها حاصل ضرب الكتلة النسبية γm في سرعة الجسم. باستخدام هذا الوصف يمكن أن نقول إن كتلة الجسم تزداد بالسرعة حسب المعادلة :

الكتلة النسبية $$\gamma m = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

أما القوة النسبية لجسيم والذي كمية حركته P فهي :

$$F = \frac{dP}{dt} \qquad (2.12)$$

حيث P معطاة من معادلة (2.11)، هذه الصورة مماثلة لتلك الكلاسيكية للقانون الثاني لنيوتن:

مثال (2.12): إذا كانت كتلة الإلكترون في حالة سكون هي $9.11x10^{-31}Kg$ ويتحرك بسرعة قدرها 0.750c. احسب كمية الحركة النسبي وقارنه بالقيمة الكلاسيكية. **الحل:** باستخدام معادلة (2.11) حيث u= 0.750c نتحصل على:	$P = \frac{mu}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$ $= \frac{(9.11x10^{-31}Kg)(0.75x3x10^8 m/s)}{\sqrt{1-\frac{(0.75c)^2}{c^2}}}$ $= 3.10x10^{-22} Kgm/s$ أما الصورة الكلاسيكية غير الصحيحة فهي: $Momentum = mu = 2.05x10^{-22} Kgm/s$

2.12 الطاقة النسبية Relativistic Energy

لقد لاحظنا أن تعريف كل من كمية الحركة وقوانين نيوتن يحتاجان إلى تعميم لكي يصبحا متناسقين مع مبادئ النسبية. وكذلك الحال بالنسبة للعلاقة بين الشغل والطاقة. ولكي نشتق الصورة النسبية لنظرية الشغل والطاقة، فإننا نبدأ بتعريف الشغل المبذول بالقوة F ثم نستفيد من تعريفنا للقوة النسبية معادلة (2.13).

$$W = \int_{x_1}^{x_2} F dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dp}{dt} dx$$

حيث افترضنا أن القوة والحركة في اتجاه المحور السيني، ولكي نجري عملية التكامل فإننا سوف نكرر استعمال قاعدة التفاضل المتسلسل :

$$(\frac{dp}{dt})dx = (\frac{dp}{du}\frac{du}{dt})dx = \frac{dp}{du}(\frac{du}{dx}\frac{dx}{dt})dx$$

$$= \frac{dp}{du} u \frac{du}{dx} dx = \frac{dp}{du} u du$$

ولكن حسب معادلة (2.12) فإن p تعتمد على u أي أن:

$$\frac{dp}{du} = \frac{d}{du}\frac{mu}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = \frac{m}{\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)^{3/2}}$$

ثم نعوض في معادلة الشغل:

$$W = \int_0^u \frac{dp}{du} u du = \int_0^u \frac{mu}{\left(1-\frac{u2}{c2}\right)^{3/2}} du$$

وباستخدام جداول التكامل نتحصل على:

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} - mc^2$$

وكما نعلم أن منطوق نظرية الشغل والطاقة هو "**الشغل المبذول بالقوة المؤثرة على جسيم يساوي التغير في طاقة الحركة**". وبما أن طاقة الحركة البدائية تساوي صفر ولذلك فإن الشغل يعادل طاقة الحركة النسبية K.

$$K = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} - mc^2 \quad \text{.......... } \mathbf{(2.14)}$$

لقد تم تأكيد هذه النتيجة عن طريق التجربة، حيث تم تعجيل الجسيمات إلى طاقات عالية عن طريق المعجلات. عند سرعات منخفضة $\frac{v}{c} << 1$ معادلة **(2.14)** يجب أن تؤول إلى معادلة طاقة الحركة الكلاسيكية $K = \frac{1}{2}mv^2$، يمكن التحقق من ذلك باستخدام تمدد الباينوميل عندما $x << 1$ ، $\left(1-x^2\right)^{-\frac{1}{2}} \approx 1 + \frac{1}{2}x^2 + ...$ وبذلك معادلة **(2.14)**.

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = \left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{u^2}{2c^2} + ...$$

$$K = mc^2\left(1 + \frac{u^2}{2c^2}\right) - mc^2 = \frac{1}{2}mu^2$$

والتي تتفق مع النتائج الكلاسيكية. من المفيد إعادة كتابة معادلة طاقة الحركة النسبية في الصورة التالية:

$$K = \gamma mc^2 - mc^2$$

حيث الحد الثابت mc^2

لا يعتمد على السرعة، ويعرف بطاقة السكون للجسيم E_0 ولذلك يمكن كتابة الطاقة الكلية:

$$E = \gamma mc^2 = K + mc^2$$

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} \qquad \text{...} \qquad \mathbf{(2.15)}$$

وهي معادلة اينشتاين المشهورة لتكافؤ الكتلة - والطاقة.

فالعلاقة:

$$E = \gamma mc^2 = \gamma E_0$$

تبين أن الكتلة شكل من أشكال الطاقة، بالإضافة إلى ذلك فإن هذه النتيجة تبين أن الكتلة الصغيرة تمثل كمية كبيرة جدًا من الطاقة. هذا المفهوم أحدث ثورة في مجال الفيزياء النووية. في كثير من الأحيان تعتبر معرفة كمية الحركة أو الطاقة للجسيم أفضل من سرعته. ولذلك من المفيد أن يكون لدينا علاقة تربط بين الطاقة الكلية وكمية الحركة النسبي p. ويتم ذلك باستخدام العلاقة:

$$E = \gamma mc^2, p = \gamma mu$$

وبعد إجراء بعض العمليات الجبرية (مسألة) يمكن أن نتحصل على :

$$E^2 = p^2c^2 + \left(mc^2\right)^2 \qquad \text{...} \qquad \mathbf{(2.16)}$$

عندما يكون الجسيم في حالة سكون فإن $p=0$ وذلك $E = E_0 = mc^2$ أي أن الطاقة الكلية تساوي طاقة السكون. سوف نناقش في الأبواب القادمة هناك بعض الجسيمات ليس لها كتلة أي $m=0$ مثل الفوتنات ولذلك فإن المعادلة $E=pc$ تصف لنا الصورة الصحيحة بين الطاقة وكمية الحركة للفوتنات والنيترينو.

مثال (2.13): إلكترون يتحرك بسرعة قدرها u=0.850c. احسب الطاقة الكلية وطاقة الحركة بالإلكترون فولت (eV).

الحل: باستخدام حقيقة أن طاقة السكون للإلكترون هي 0.511Mev، ومعادلة (2.15) نتحصل على

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} =$$

$$\frac{0.511MeV}{\sqrt{1-\frac{(0.85c)^2}{c^2}}} = 0.970MeV$$

يمكن الحصول على طاقة الحركة وذلك بطرح طاقة السكون من الطاقة الكلية:

$$K = E - mc^2$$
$$= 0.970MeV - 0.511MeV = 0.459MeV$$

مثال (2.14): إذا كانت الطاقة الكلية للبروتون هي ثلاثة أضعاف طاقته الساكنة. احسب كلًا من **(a)** الطاقة الساكنة للبروتون بـ (eV. **(b)**) السرعة التي يتحرك بها البروتون. **(c)** طاقة الحركة للبروتون بـ (eV) **(d)** كمية الحركة للبروتون.

الحل: **(a)** طاقة السكون

$$mc^2 = (1.67\times10^{-27}\,Kg)(3\times10^8\,m/s)^2$$
$$= (1.50\times10^{-10}J)(1eV/1.6\times10^{-19})$$

(b) من معادلة (2.15):

$$E = 3mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

$$3 = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

وبحل هذه المعادلة لإيجاد u نتحصل على:

$$\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right) = \frac{1}{9}$$

(c) $K = E - mc^2 = 3mc^2 - mc^2 = 2mc^2$

ولكن:

$$mc^2 = 939MeV, K = 1878MeV$$

(d) يمكن استخدام معادلة (2.16) لحساب كمية الحركة حيث:

$$E = 3mc^2$$

$$E^2 = p^2c^2 + \left(mc^2\right)^2 = \left(3mc^2\right)^2$$

$$p^2c^2 = 9\left(mc^2\right)^2 - \left(mc^2\right)^2 = 8\left(mc^2\right)^2$$

$$p = \sqrt{8}\frac{mc^2}{c} = \sqrt{8}\frac{(939MeV)}{c} = 2656MeV/c$$

2.13 تأكيد النظرية النسبية Confirmation of Relativity Theory

لقد تم التأكد من النظرية النسبية عن طريق عدة تجارب. من أحد التجارب المهمة هي دراسة اضمحلال الميزون، وتمدد الزمن في الأطر المرجعي للميزون، والتي تم مناقشتها سابقًا.في هذا الجزء من الباب سوف نصف بعض الدلائل الأخرى على صحة النظرية النسبية لاينشتاين. أحد التوقعات الأولية لهذه النظرية والتي تم تأكيدها تجريبيًا، هو اعتماد كمية الحركة على السرعة. لقد أجريت هذه التجارب مبكرًا منذ سنة 1909 على الإلكترونات والتي يسهل تعجيلها إلى سرعات تقرب من سرعة الضوء c باستخدام مجالات كهربية. كما هو معروف عندما يدخل الإلكترون ذات الطاقة العالية مجالا مغنطيسيا بحيث تكون سرعته عموديةً على المجال، فإن القوة المغنطيسية تؤثر عليه بحيث تجعله يتحرك في دائرة نصف قطرها r. في هذه الحالة فإن كمية الحركة النسبية تعطى بالمعادلة فإن التغير في كمية الحركة بالنسبة لطاقة الحركة يمكن التأكد منه. وقد أيدت نتائج مثل هذه التجارب على الإلكترونات وجسيمات مشحونة أخرى معادلات النسبية.

إن انطلاق كميات هائلة من الطاقة في عمليات الانشطار النووي وكذلك الاندماج النووي يعتبر تجليًا واضحًا على تكافؤ الكتلة والطاقة. وبالطبع فإن تحويل الكتلة إلى طاقة هو أساس القنبلة الذرية والهيدروجينية، والذي يعتبر إلى حد الآن أقوي سلاح تدميري تم صناعته. في الحقيقة كل التفاعلات (بما فيها الكيميائية) التي تتحرر فيها الطاقة فأنه يتم على حساب الكتلة. في المفاعلات النووية المتعارف عليها فإن نواة اليورانيوم تحدث لها عملية انشطار والتي ينتج عنها العديد من الشظايا الخفيفة ذات طاقة حركة عالية. في حالة ^{235}U تحدث عملية الانشطار وينتج عنها شطيتين لنواتين خفيفتين وعدد أثنين من النيوترونات. الكتلة الكلية لشطيتين أقل من النواة الأصلية. وإن الطاقة المكافئة لذلك والناتجة عن الفرق في الكتلة تساوي بالضبط طاقة الحركة الكلية للشظايا. تستخدم طاقة الحركة هذه في إنتاج الحرارة والبخار لتوليد الكهرباء.

والمثال الآخر هو الاندماج النووي والذي يتم خلاله اتحاد ذرتين من الديوتريوم (الهيدروجين الثقيل) لتتكون ذرة الهليوم. يعتبر هذا التفاعل من أهم الأبحاث الرئيسية الجارية في مجال الفيزياء، والذي يهتم بتطوير مفاعلات التحكم في عملية الاندماج النووي. ولقد تم حساب النقص في الكتلة الناتج عن اتحاد ذرتي الديوتريوم لتكوين ذرة واحدة من الهليوم، حيث وجد $\Delta m = 4.25x10^{-29}\,Kg$. وبذلك فإن الطاقة المكافئة لهذا الفرق في الكتلة:

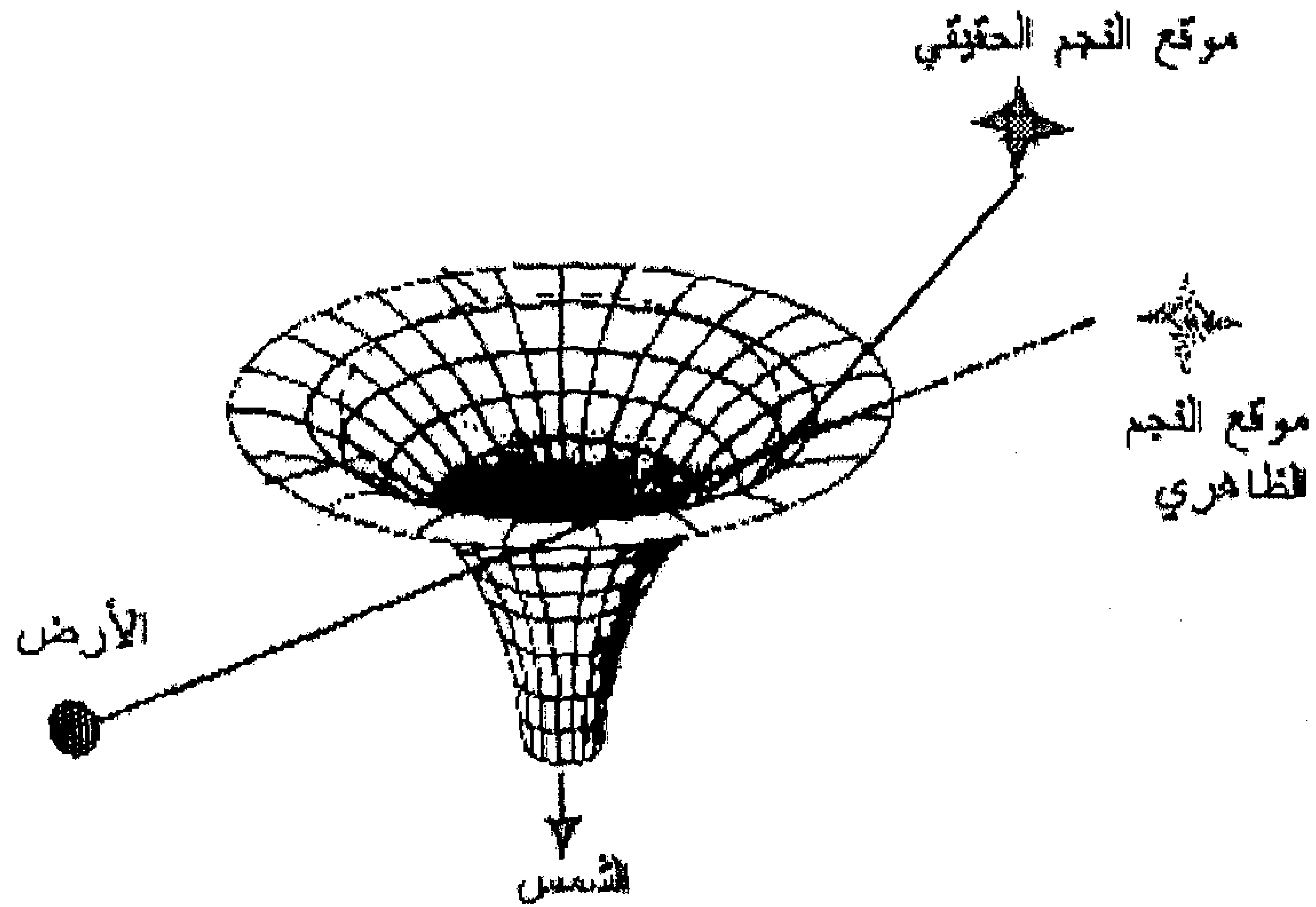
$$\Delta mc^2 = 3.83x10^{-12}\,J$$
$$= 23.9\,MeV$$

لكي يكون لدينا إحساس وتقدير لأهمية هذا الرقم فلنتعامل باللغة التي نفهمها، عند تحويل g1 من الديوتريوم إلى هليوم فإن الطاقة المتحررة بالتقريب هي $10^{12}\,J\,(25x10^{4}\,Kwh)$. وبسعر الكهرباء في الوقت الحاضر فأنه يقدر بما يقرب من (10000 دل).

2.14 ولادة النسبية العامة The Renaissance of General Relativity

لقد نجحت النظرية النسبية الخاصة في تفسيرين سرعة الضوء تبدو متساوية لجميع الملاحظين (كما سبق توضيحه عن طريق تجربة ماكلسون- ومورلي)، وكذلك في وصف ما يحدث عندما سرعة الأجسام تقترب من سرعة الضوء. ولكنها لم تكن متفقة مع نظرية نيوتن للجاذبية، والتي تقول إن الأجسام تنجذب إلى بعضها عن طريق قوة تعتمد على المسافة التي بينها. فهذا يعني أنه إذا حركنا إحدى الأجسام فإن القوة المؤثرة على الجسم الآخر سوف تتغير في الحال. بمعنى آخر فإن تأثيرات الجاذبية تنتقل بسرعة لا متناهية، بدلا من سرعة تساوي سرعة الضوء أو أقل منها كما تتطلب النظرية النسبية. فقد حاول اينشتاين عدة محاولات غير ناجحة ما بين سنة 1908 و 1914 للوصول إلى نظرية للجاذبية والتي تتفق مع النسبية الخاصة، وأخيرا في سنة 1915 أقترح بما يعرف الآن بالنظرية النسبية العامة.

لقد طرح اينشتاين اقتراحًا ثوريًا هو أن الجاذبية ليست قوة مثل القوي الأخرى ولكنها نتيجة منطقية لأن المكان- والزمان غير مسطح كما كان مفترضا سابقا: وإنما هو منحنٍ بسبب توزيع الكتل والطاقة فيه. فالأجسام مثل الأرض لم تجعل لتتحرك في مدارات منحنية بسبب قوة الجاذبية: بدلا من ذلك فأنها تتبع أقرب شئ لمسار الخط المستقيم في فضاء منحنٍ، والذي يسمى بالجيوديسك (geodesic). الجيوديسك هو عبارة عن أقصر (أو أطول) مسار بين نقطتين متجاورتين. فمثلا سطح الأرض هو عبارة عن فضاء منحنٍ ذو بعدين. ويسمى الجيوديسك على الأرض بالدائرة العظمى، وهي أقصر مسلك بين نقطتين. بما أن الجيوديسك هو أقصر مسار بين مطارين، فهذا هو المسلك الذي يتبعه الطيار في رحلته. في النسبية العامة فإن الأجسام تتبع خطوطًا مستقيمةً في مكان - زمان ذات الأربع أبعاد، ولكنها مع ذلك فأنها تبدو لنا أنها تتحرك في مسارات منحنية في فضا ء ذي الثلاثة أبعاد.



شكل (2.11)

انحناء المكان - الزمان، وكذلك تأثير الأجسام الثقيلة على الفضاء القريب منها كتلة الشمس تحني المكان-الزمان بطريقة ما شكل (2.11) بحيث الأرض مع أنها تتبع مسار خط مستقيم في الفضاء - والزمان ذي الأربع أبعاد، فأنها تبدو لنا تتحرك في مدار دائري في الفضاء ذي ثلاثة أبعاد.

• إزاحة مدار عطارد Perihelion Shift of Mercury's Orbit

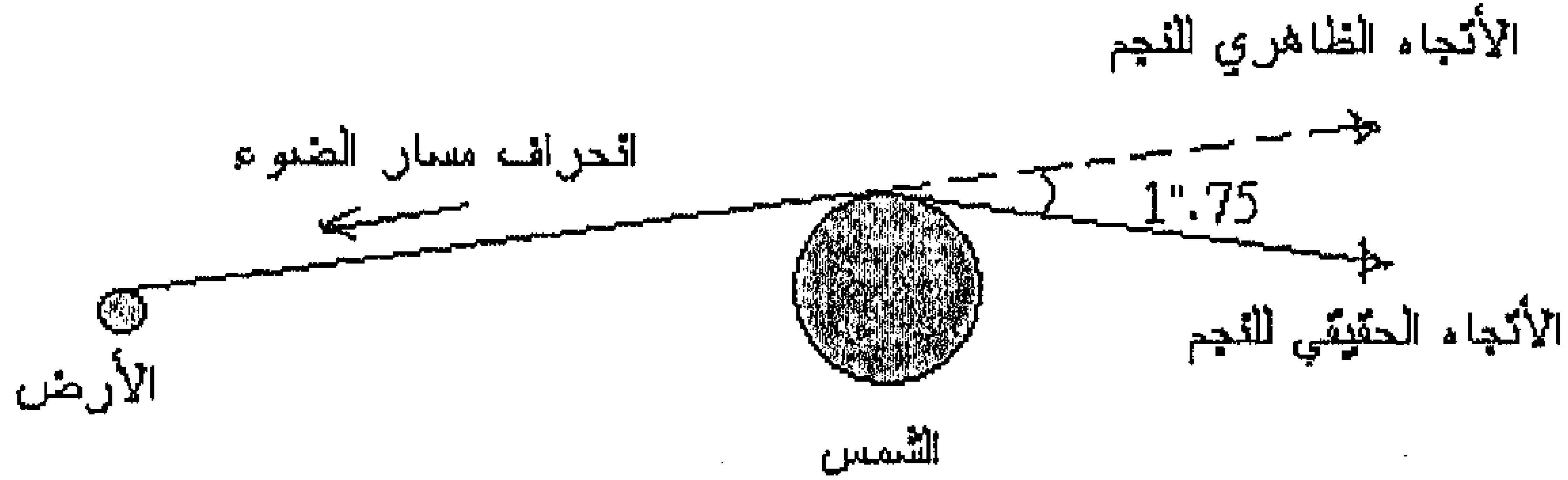
في الحقيقة إن مدارات الكواكب التي تنبأت بها النسبية العامة تكاد تماثل بالضبط تلك التي تنبأت بها نظرية نيوتن للجاذبية. ففي حالة عطارد، حيث أنه أقرب الكواكب للشمس، ولذلك فأنه يشعر بأقوى تأثيرات الجاذبية، ويكون مداره أقرب للاستطالة. وتتنبأ النسبية العامة بأن المحور الطويل للقطع الناقص ينبغي أن يدور حول الشمس بمعدل يقرب من درجة واحدة كل عشرة آلاف سنة. ومع صغر هذا التأثير فأنه قد لوحظ قبل 1915 واعتبر كواحد من أول الإثباتات لنظرية اينشتاين. وفي السنوات الأخيرة تم قياس حتى ما هو أصغر من ذلك من انحرافات في أفلاك الكواكب الأخرى من تنبؤات نيوتن وذلك باستخدام الرادار، ووجد أنها تتفق وتنبؤات النسبية العامة.

• انحراف الضوء Deflection of Light

وأشعة الضوء أيضا لابد من أن تتبع الجيوديسكات في المكان - والزمان، ومرة أخرى فحقيقة أن المكان منحنٍ تعني أن الضوء لم يعد ينتقل فيما يظهر في خطوط مستقيمة في الفضاء. وهكذا فإن النسبية تنبأت بأن الضوء ينبغي أن تقوسه مجالات الجاذبية. ويعني هذا أن الضوء الصادر من نجم بعيد والذي يتفق أن يمر على مقربة من الشمس سينحرف بزاوية صغيرة، فيجعل النجم يبدو في موقع مختلف للملاحظ على الأرض شكل (**2.12**).

ففي الظروف العادية يصعب جدا رؤية هذا التأثير، لأن ضوء الشمس يجعل من المستحيل ملاحظة النجوم التي تظهر في السماء بالقرب من الشمس، على أنه يمكن القيام بذلك أثناء كسوف الشمس (عندما يتم اعتراض ضوء الشمس كليا بواسطة القمر). ولم يكن من الممكن اختبار تنبؤ اينشتاين بانحراف الضوء في سنة 1915 في الحال، ذلك لأن الحرب العالمية الأولي كانت قائمة، فلم يتم ذلك حتى 1919 عندما

قامت بعثة بريطانية برصد الكسوف من غرب أفريقيا. وبينت أن الضوء ينحرف حقا بواسطة الشمس تماما مثل ما تنبأت به النظرية.



شكل (2.12)

انحراف ضوء النجم عند مروره بالقرب من الشمس

• الكون المتسع The Expanding Universe

نعرف الآن أن مجرتنا ليست إلا واحدة من مجرات يناهز عددها مائة ألف مليون مما يمكن رؤيته باستخدام التلسكوبات الحديثة، وكل مجرة بذاتها تحتوي ما يناهز مائة ألف مليون نجم، ونحن نعيش في مجرة يقرب اتساعها من مائة ألف سنة ضوئية، وتدور ببطء، والنجوم في ذراعها اللولبية تدور حول مركزها بمعدل يقرب من دورة كل عدة مئات الملايين من السنين.

وفي السنوات التي تلت إثبات هابل لوجود مجرات أخرى (1924)، أنفق وقته في تصنيف مسافاتها ورصد أطيافها. وكان معظم الناس في ذلك الوقت يتوقعون أن المجرات تتحرك فيما حولها حركة عشوائية تماما، وهكذا فأنهم توقعوا أن يجدوا عدد الأطياف ذات الإزاحة الزرقاء مساوية لتلك ذات الإزاحة الحمراء. و كان من المفاجئ تماما أن نجد أن معظم المجرات ذات إزاحة حمراء فكلها تقريبا تتحرك بعيدا عنا، فهذا يعني أن الكون لا يمكن أن يكون ساكنا وإنما هو في الحقيقة يتمدد، والمسافات بين المجرات المختلفة تزيد طول الوقت.

واكتشاف أن الكون يتمدد هو إحدى الثورات الثقافية العظيمة في القرن العشرين. وبالتأمل فيما سبق فإن من السهل التعجب لأن أحدًا لم يفكر في ذلك من قبل، فقد كان ينبغي على نيوتن وغيره أن يتبينوا أن كونا ساكنا لن يلبث أن يبدأ سريعًا في الانكماش بتأثير الجاذبية. ولكن لنفرض بدلا من ذلك أن الكون يتمدد. فلو كان يتمدد بسرعة بطيئة إلى حد ما، فإن قوة الجاذبية ستجعله في النهاية يتوقف عن التمدد ليبدأ بعدها في الانكماش. أما إذا كان يتمدد بسرعة أكبر من معدل حرج معين. فإن الجاذبية لن تكون قوية بما يكفي لوقف تمدده، وسوف يستمر الكون في التمدد إلى الأبد. فالسؤال الذي يمكن طرحه في هذا المقام هو هل الكون سوف يتمدد إلى مالا نهاية، أو سوف يقف عند زمن معين ثم ينكمش؟ إن الإجابة على هذا السؤال موجودة في القرآن الكريم منذ أكثر من أربعة عشر قرنا قبل اكتشاف النسبية الخاصة والعامة بل قبل نيوتن وجاليليو. وإنني أود أن نشير إلى وجود العديد من الآيات القرآنية التي تشير إلى ظاهرة تمدد الكون، ومنها:

1. والسماء بنيناها بأيد وإنا لموسِعُون (سورة الذاريات، آية 47)

2. يوم نطوي السماء كطي السجل للكتاب كما بدأنا أول خلق نعيده وعدًا علينا إنا كنا فاعلين (الأنبياء، آية 104)

الملخص

الافتراضان الأساسيان لنظرية النسبية الخاصة:

1. كل قوانين الفيزياء متماثلة لجميع الملاحظين الذين يتحركون بسرعة ثابتة بالنسبة لكل منهما.
2. سرعة الضوء يجب أن تكون ثابتة لكل الملاحظين الموجودين في أطر القصور بغض النظر عن حركتهم النسبية .

لكي نحقق هذه الافتراضات، فإن تحويلات جاليلين يجب أن تستبدل بتحويلات لورنتز والمعطاة بالآتي:

$$x' = \gamma(x - vt)$$
$$y' = y$$
$$z' = z$$
$$t' = \gamma(t - \frac{v}{c^2}x)$$
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

في هذه المعادلات الشرطة تدل على أن النظام يتحرك بسرعة v على المحورxx'، أما الشكل النسبي لتحويل السرعة فهو:

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}$$

حيث u_x سرعة الجسم المتحرك في الأطرS، و u_x' السرعة المقاسة في الأطر S'.

بعض أهم نتائج النظرية النسبية الخاصة:

1. الساعات التي في حالة حركة بالنسبة للاحظ تظهر بأنها أبطأ بحاصل ضرب المعامل γ. يعرف هذا بتمدد الزمان (Time dilation).
2. طول الجسم الموجود في حالة حركة يظهر بأنه تقلص في اتجاه الحركة.
3. الأحداث التي تكون متزامنة لأحد الملاحظين هي غير متزامنة لملاحظ آخر في حالة حركة بالنسبة للأول.

يمكن تلخيص هذه الثلاث حالات بأن نقول إن الفترة الزمنية، والطول، والتزامن، ليست مفاهيم مطلقة في النسبية.

معادلة كمية الحركة النسبية لجسيم يتحرك بسرعة u هي:

$$p \equiv \frac{mu}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = \gamma mu$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

معادلة طاقة الحركة النسبي K لجسيم هي:

$$K = \gamma mc^2 - mc^2$$

حيث mc^2 تعرف بطاقة السكون للجسيم.

الطاقة الكلية لجسيم لها علاقة بالكتلة من خلال المعادلة المشهورة لتكافؤ الطاقة والكتلة.

$$E = \gamma mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

وأخيرا فإن كمية الحركة النسبية لها علاقة بالطاقة الكلية من خلال المعادلة:

$$E^2 = p^2c^2 + (mc^2)^2$$

مسائل الباب الثاني

2.1 طفل يرمي كرة بسرعة 20m/s داخل عربة نقل والتي تتحرك بسرعة 40m/s ما هي سرعة الكرة بالنسبة للأرض إذا قذفت الكرة (a) في الاتجاه الأمامي (b) في الاتجاه الخلفي (c) من خلال النافذة.

2.2 قارب يتجه نحو الشرق بسرعة 5m/s. عند لحظة مرور القارب بجانب الرصيف ،قذف طفل من فوق الرصيف حجرًا في اتجاه الشمال. إذا كان الحجر يسقط في الماء بعد 6s على بعد 46m. أوجد إحداثيات نقطة سقوط الحجر بالنسبة لشخص في القارب.

2.3 قضيب يتحرك من اليسار إلى اليمين. عندما مر الطرف الأيسر للقضيب بجانب آلة تصوير، أخذت صورة القضيب مع مسطرة مدرجة في حالة سكون. و عند تحميض الفيلم وجد أن الطرف الأيسر للقضيب ينطبق على تدريج الصفر والطرف الأيمن ينطبق على تدريج 0.90m. إذا كان القضيب يتحرك بسرعة 0.8c بالنسبة للآلة التصوير. احسب الطول الحقيقي للقضيب.

2.4 احسب سرعة المسطرة التي تتحرك بها إذا ما لوحظ أن طولها تقلص إلى m0.5 ؟

2.5 مربع مساحته $100cm^2$ في حالة سكون في الأطر المرجعي O. ملاحظ 'O يتحرك بسرعة 0.8c بالنسبة للملاحظ O وموازي لأحد أضلع المربع. ما هي المساحة المحسوبة بالملاحظ 'O ؟

2.6 طائرة تطير بسرعة 600m/s بالنسبة للأرض. إذا كان طولها المناسب (proper length) هو 50m. ما هو مقدار تقلص الطائرة بالنسبة لملاحظ على الأرض ؟

2.7 ما هي سرعة المركبة الفضائية ليكون معدل عمر الملاحظ في المركبة الفضائية نصف ذلك الموجود على الأرض؟

2.8 جسيم يتحرك بسرعة 0.8c بالنسبة للأرض، يضمحل بعد مسافة قدرها m^3. ما هي المدة التي يتواجد فيها قبل اضمحلاله حسب ملاحظ على الأرض؟

2.9 تكون ميون في أعلى الغلاف الجوي حيث كان يتحرك بسرعة v=0.99c لمسافة 4.6Km قبل أن يضمحل إلى إلكترون، نيوترينو ومضاد النيترينو ($\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$) (a ما هي طول الفترة التي عاشها الميون مقاسة في أطره. (b) ما هي المسافة التي سوف يقطعها الميون مقاسة في أطره.

2.10 ذرة تضمحل في زمن قدره $2x10^{-6}s$. ما هو زمن الاضمحلال مقاس بملاحظ على الأرض عندما تكون الذرة تتحرك بسرعة 0.8c.

2.11 حسب ملاحظ في الأطر 'O فإن الصاعقة تسقط عند x'=60m، y'=z'=0، $t'=8x10^{-8}s$. فإذا كانت سرعة 'O هي c0.6 في اتجاه المحور x. ما هي إحداثيات (الزمان والمكان) سقوط الصاعقة حسب الملاحظ O.

2.12 سرعة الملاحظ 'O هي c0.8 بالنسبة للملاحظ O، عدلت الساعات بحيث t=t'=0 عند x=x'=0. فإذا كان O يلاحظ انطفاء المصباح عند x=50m ، وزمن $t=2x10^{-7}s$، ما هو زمن هذا الحدث مقاسًا بالملاحظ O.

2.13 احسب مقدار السرعة v إذا علم أن $\gamma = 1.01$ ؟

2.14 مقذوفان يتطايران من أحد المجرات في اتجاهين متعاكسين. سرعة كل من المقذوفين 0.75c بالنسبة للمجرة. احسب سرعة أحد المقذوفين بالنسبة للآخر.

2.15 مكعب من الحديد حجمه $1cm^3$ وكتلته 8g عندما يكون في حالة سكون. نفرض الآن أن المكعب حرك بسرعة v=0.9c. ما هي كثافته مقاسة بملاحظ في حالة سكون؟

2.16 الكتلة الساكنة لجسيم m تتحرك بسرعة 0.6c، اصطدمت والتصقت بكتلة مماثلة لها ولكن في حالة سكون. احسب الكتلة الساكنة وسرعة الكتلة الجديدة ؟

2.17 أوجد كمية حركة البروتون بوحدات MeV/c إذا كانت الطاقة الكلية ضعف الطاقة الساكنة؟

2.18 اثبث أن علاقة (الطاقة -كمية الحركة) المعطاة بالمعادلة $E^2 = p^2c^2 + (mc^2)^2$ ناتجة من العلاقات التالية $E = \gamma mc^2, p = \gamma mu$.

2.19 بروتون يتحرك بسرعة 0.95c. احسب كلًا من (a) طاقة السكون (b) الطاقة الكلية (c) طاقة الحركة .

2.20 أوجد سرعة الجسيم إذا كانت طاقته الكلية ضعف الطاقة الساكنة.

2.21 احسب الطاقة اللازمة لتعجيل إلكترون من (a) 0.9c- 0.50c و(b) 0.90c-0.99c.

2.22 جسيم كتلته الساكنة m وطاقة حركته $3mc^2$ يصطدم تصادمًا غير مرن مع جسيم آخر في حالة سكون وكتلته الساكنة 2m. ما هي سرعة وكتلة الجسيم الجديد؟

2.23 π^+ - ميزون طاقته الساكنة 140 MeV خلق على ارتفاع 100 Km فوق مستوى سطح البحر في الغلاف الجوي. إذا كانت الطاقة الكلية لـ π^+ ميزون هي $1.5x10^5$ MeV ومتجه رأسيا إلى أسفل. إذا كان هذا الجسيم يتلاشى بعد $2x10^{-8}$s من خلقه محسوبا في أطره المرجعي. على أي ارتفاع فوق سطح البحر تحدث عملية التلاشي؟

2.24 بيون في حالة سكون ($m_\Pi = 270m_e$) اضمحل إلى ميون ($m_\mu = 206m_e$) وضد النيوترينو ($m_\nu = 0$) حسب المعادلة التالية $\pi^- \to \mu^- + \overline{\nu}$. احسب طاقة الحركة للميون وضد النيوترينو بوحدات MeV ؟

2.25 إذا كانت القدرة الناتجة عن الشمس هي $3.8 x10^{26}$ W. احسب المادة المتحولة إلى طاقة في الشمس كل ثانية؟

الباب الثالث

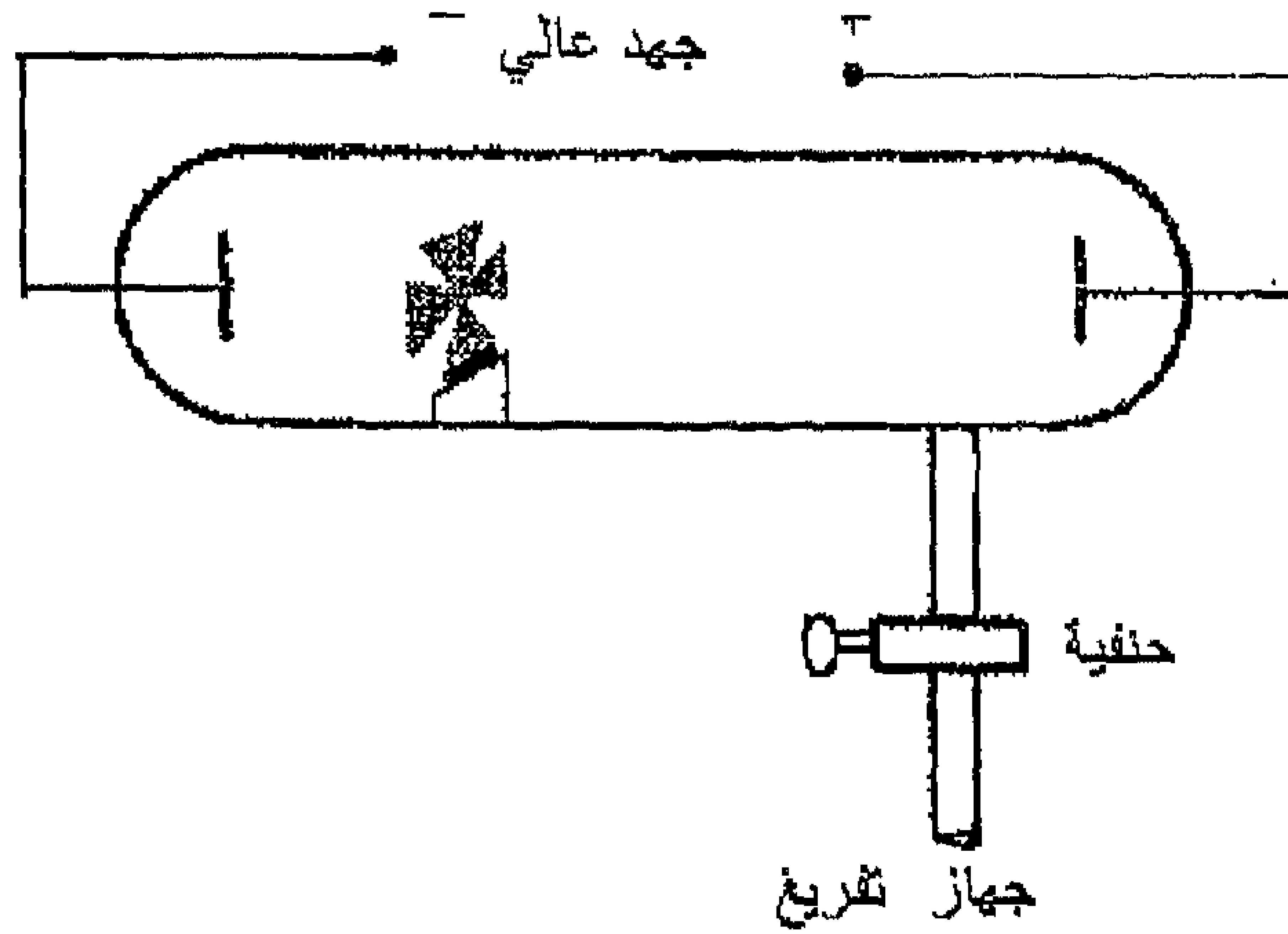
الجسيمات الأولية

Elementary Particles

3.1	اكتشاف الإلكترون	Discovery of the Electron
3.2	تكمية الشحنة الكهربية	The Quantization of Electric Charge
3.3	الأيونات والنظائر	Ions and Isotopes
3.4	اكتشاف أشعة X- والنشاط الإشعاعي الطبيعي	Discovery of X-rays and natural Radioactivity

مقدمة

لقد شاهدنا في الباب الأول أن النجاح الكبير الذي نالته افتراضات أفوجادرو في أواخر القرن التاسع عشر وأوائل القرن العشرين في تفسير التفاعلات الكيميائية، وكذلك طاقة الحركة، قد قادتنا إلى قبول النظرية الجزيئية للمادة. فالمادة التي نشاهدها بالعين المجردة ليست مستمرة ولكنها في الحقيقة إذا ما نظرنا إليها مجهريا فهي محددة. والسبب في ذلك هو كبر عدد أفوجادرو يجعل محدودية المادة غير ملحوظة. رغم إن الذرة اعتبرت في البداية من الجسيمات الأساسية في العناصر الكيميائية، ولكن السؤال الذي كان يبحث عن إجابة هو من أي شيء تتكون الذرات؟ فمنذ فترة طويلة أعتقد بأن الشحنة الكهربية تدخل في تركيب الذرة ولكن لم يتضح الدور الذي تلعبه هذه الشحنات. فمثلا عند دراسة عملية التكهرب في الأجسام، أتضح أن كثيرًا من الأجسام غير مشحونة يمكن شحنها ببساطة عن طريق الاحتكاك، ويمكن نقل الشحنات بحرية من جسم إلى آخر. ولذلك كانوا يضنون بأن الشحنة عبارة عن سائل مستمر موجود في المادة. في هذا الباب سوف ندرس أحد أهم الاكتشافات التي حدثت في نهاية القرن التاسع عشر وبداية القرن العشرين وهو تكمية الشحنة الكهربية **(Quantization of electric charge)**.



شكل (3.1)

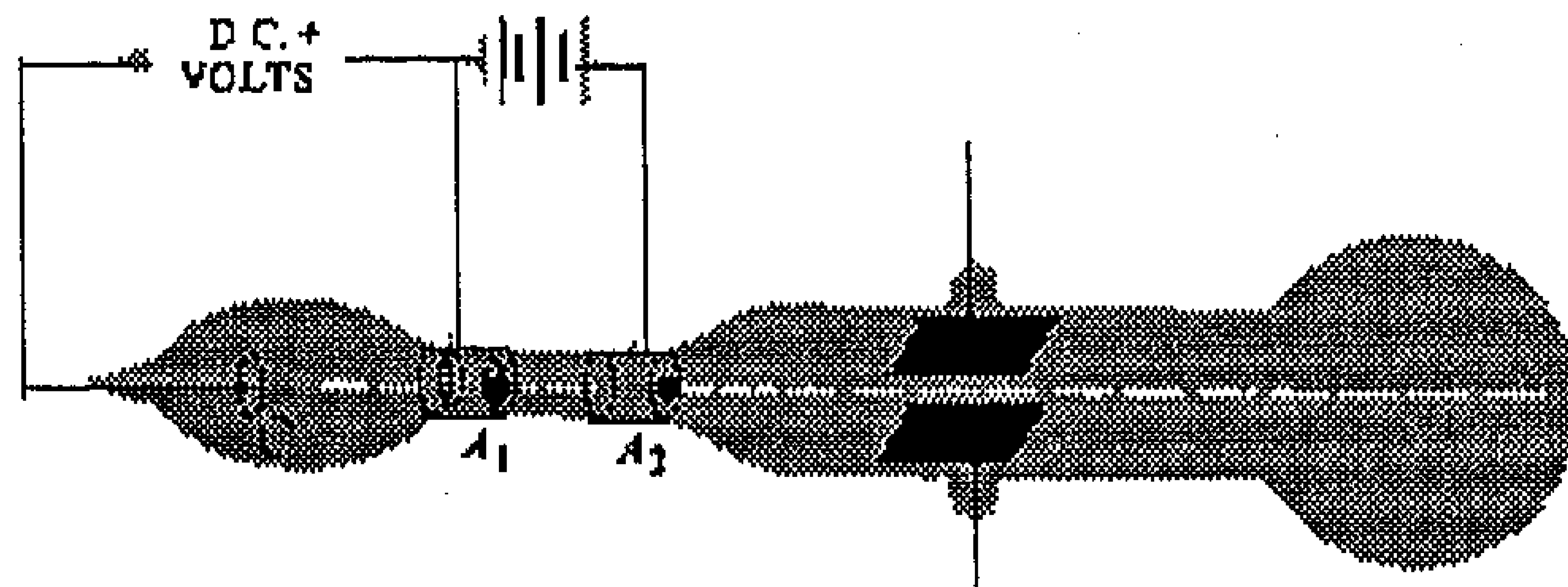
أنبوبة التفريغ منخفضة الضغط، الجسم الموجود بالداخل من مادة مغنطيسية معلق بحيث يمكن أن يتحرك إلي الداخل والخارج عن طريق مغناطيس خارجي .

3.1 اكتشاف الإلكترون Discovery of the Electron

يعتبر الإلكترون أول الجسيمات الأولية التي تم اكتشافها كأحد مكونات الذرة. ففي بداية القرن التاسع عشر بذل الفيزيائيون كثيرًا من الجهد لدراسة التفريغ الكهربي في الغازات النقية. في مثل هذه التجارب يتم استخدام أنبوبة مفرغة جزئيا بحيث تحتوي على غاز معين تحت ضغط منخفض، ومتصل بطرفي الأنبوبة قطبين معدنيين متصلين بفرق جهد عالي جدا كما هو موضح في شكل (3.1). ينتج عن هذه العملية تفريغ كهربي في الغاز أي يصبح الغاز موصلا بحيث يسمح بمرور التيار الكهربي بين القطبين. ومن أهم العوامل التي يعتمد عليها خواص التفريغ هو ضغط الغاز داخل الأنبوبة. فعندما يصل الضغط إلى ما يقرب من 10^{-3} ضغط جوي، فإن التفريغ يأخذ شكل وهج مضيء (يعرف باسم التفريغ الوميضي) يملأ الأنبوبة. وعند ضغط أكثر انخفاضا من ذلك، فإن الوميض يختفي رغم أن التيار الكهربي يستمر في المرور خلال الغاز. وفي سنة 1858 أكتشف العالم بلوكر (J. Plucker) أنه عند ضغط أقل من 10^{-6}

ضغط جوي فإن ظاهرة جديدة تظهر داخل الأنبوبة: تنبعث من القطب السالب أو الكاثود (المهبط) أشعة غير منظورة تنتشر في الفراغ داخل الأنبوبة. رغم إن بداية الشعاع تكون غير منظورة، ولكن الذي يدل على وجود هذا الشعاع هو اصطدامها بجدار الأنبوبة، فعند اصطدامها بالجدار تجعل شكله يميل إلى الاخضرار أو الأزرراق. أطلق على هذه الأشعة بأشعة المهبط (Cathod rays).

لقد دلت نتائج الدراسات التي قام بها العالم كروكس (1832-1919) (W.Crooks) وآخرون عند وضع عائق قرب المهبط، فأنه سوف يسقط ظل على جدار الأنبوبة في الطرف الثاني، مما يدل على إن الشعاع ينتقل في خطوط مستقيمة. كذلك اكتشف أن هذه الأشعة تنحرف في وجود مجال مغنطيسي، مما يدل على إن هذه الأشعة تتكون من جسيمات مشحونة، ولكن التجارب الأولى فشلت في محاولتها جعل هذه الأشعة تنحرف في مجال كهربي، فهذا أدى إلى كثير من الارتباك في معرفة طبيعة هذا الإشعاع. وأخيرا تم توضيح هذه المسألة عن طريق العالم طومسن (J.J.Thomson)، حيث استطاع أن يجعل هذا الشعاع ينحرف في وجود مجال كهربي واستنتج أن هذا الشعاع يتصرف وكأنه جسيمات صغيرة ذات شحنة سالبة. حيث أطلق على هذه الجسيمات بالإلكترونات.



رسم توضيحي 1

شكل (3.2)
أنبوبة أشعة المهبط لطمسون

يوضح شكل (3.2) أنبوبة أشعة المهبط التي استعملها طومسن لدراسة انحراف شعاع من الإلكترونات بواسطة مجال كهربي (E) ومجال مغنطيسي (B). حيث ينبعث شعاع الإلكترونات من المهبط بسرعة أفقية v_X، ويتم تثبيت في مركز الأنبوبة مكثف متوازي السطوح للحصول على مجال كهربي رأسي منتظم، بينما الملف الكهرومغنطيسي لتكوين مجال مغنطيسي أفقي منتظم. نفرض في البداية وجود المجال الكهربي فقط، فعند اقتراب الإلكترون من سطحي المكثف من اليسار بسرعة v_X فأنه سوف ينحرف رأسيا وإن الإلكترونات سوف تكتسب سرعة رأسية v_Z بينما السرعة الأفقية تبقى ثابتة، وبذلك فإن السرعة الرأسية النهائية :

$$v_z = a_z t$$

وباستخدام القانون الثاني لنيوتن $F = -eE = m_e a_z$ ، فإن السرعة في الاتجاه الرأسي:

$$v_z = -\frac{eE}{m_e} t \quad \text{......} \quad (3.1)$$

حيث t هو الزمن الذي يقضيه الإلكترون في المجال الكهربي، وإذا ما افترضنا أن طول سطح المكثف هو L :

وبذلك فإن الزمن $t=L/v_X$ وبالتعويض في معادلة (3.1) نتحصل على:

$$v_z = -\frac{eEL}{m_e v_x}$$

أما زاوية انحراف الشعاع فهي:

$$\tan\theta = \frac{v_z}{v_x} = -\frac{eEL}{m_z {v_x}^2} \quad \text{......} \quad (3.2)$$

والآن نفرض أنه تم تشغيل المجال المغنطيسي بحيث يتم تعديل شدته إلى أن يتساو مع الانحراف الناتج عن المجال الكهربي. فهذا يعني إن محصلة القوة الرأسية على الإلكترونات الموجودة في الشعاع تساوي صفر.

$$F_z = -eE + ev_x B = 0$$

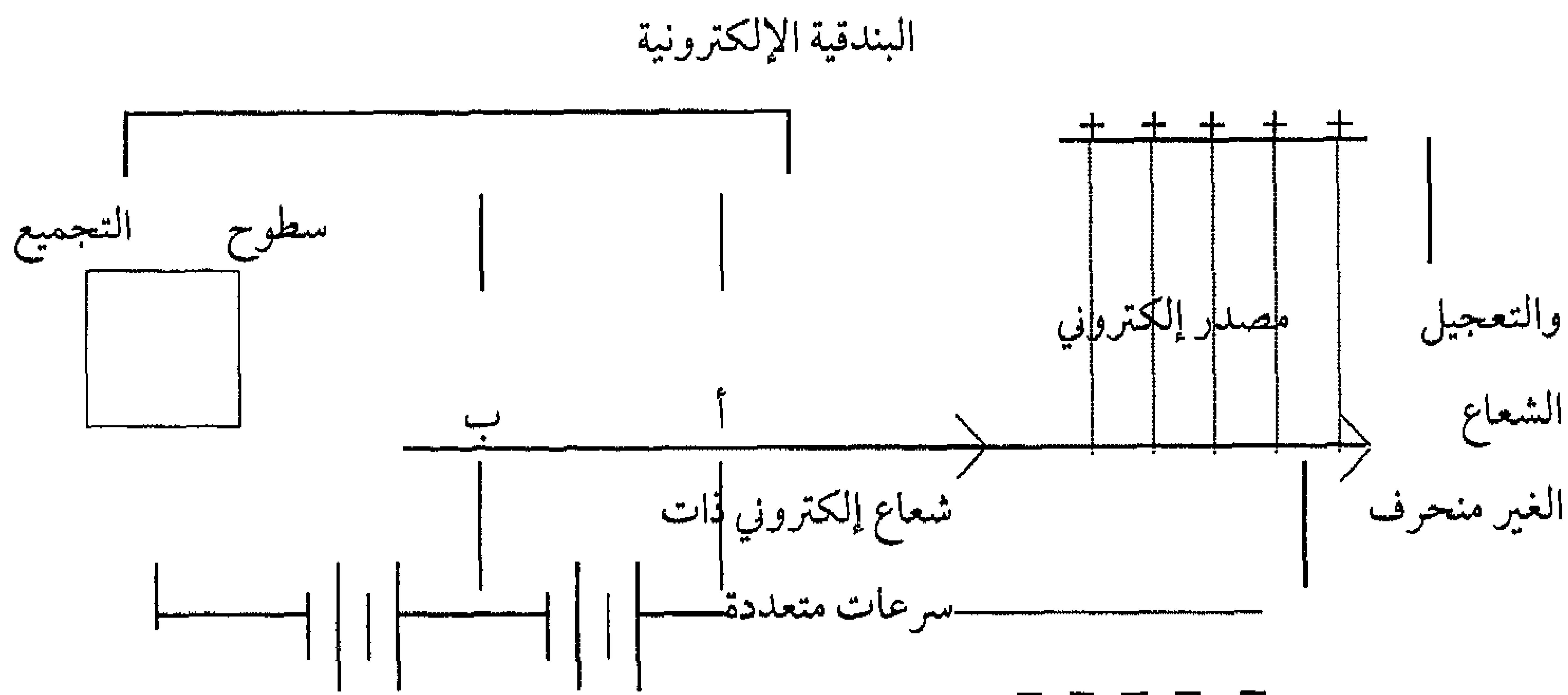
$$v_x = \frac{E}{B} \quad \text{...} \quad (3.3)$$

وبذلك للحصول على انحراف مقداره صفر يجب أن تكون نسبة E إلى B تساوي سرعة الإلكترون v_x. وبتعويض معادلة (3.3) في (3.2) نتحصل على:

$$\frac{e}{m_e} = -\frac{E}{B^2 L}\tan\theta \quad \text{...} \quad (3.4)$$

تعطي هذه المعادلة نسبة e/m بدلالة قيم معروفة وأخرى يمكن قياسها. فالقيمة التي تحصل عليها طومسن لهذه النسبة هي 1×10^{11} C/Kg. أما القيمة المقبولة الآن فهي 1.758805×10^{11} C/Kg.

وإن أنبوبة أشعة المهبط لطومسن تعتبر الجزء الرئيسي لجهاز الأسلسكوب وكذلك جهاز الاستقبال التلفزيوني.



شكل (3.3)

مختار السرعات باستخدام مجالات E ،B المتقاطعة، حيث مجال B يمر عمودي من الورقة

مثال (3.1):

ينبعث من الفتيلة الساخنة أو الكاتود إلكترونات، ثم يتم تجميع هذه الإلكترونات في شعاع ضيق عن طريق أداة تسمى بالبندقية الإلكترونية (electron gun). ففي العادة الإلكترونات الموجودة في هذا الشعاع لها سرعات مختلفة، أي أن توزيع هذه السرعات يكون كبير جدا، ولذلك يلزم إجراء بعض الخطوات الضرورية للحصول على شعاع من الجسيمات ذات السرعة الموحدة. أحد الطرق المتبعة للحصول على شعاع أحادي الطاقة هو استعمال مختار السرعة (electron selector) والذي يتكون من مجموعة من المجالات الكهربية والمغنطيسية المتقاطعة كما هو موضح في شكل **(3.3)** اتجاه المجال الكهربي من أعلى إلى أسفل، ففي حالة وجود المجال الكهربي فقط، فإن الشحنات الموجبة سوف تتحرك إلى أسفل، أما الشحنات السالبة فسوف تتحرك إلى أعلى.

أما اتجاه المجال المغنطيسي فهو عمودي على سطح الورقة، بما أن اتجاه القوة المؤثر على الشحنة معطاة بالمعادلة F=evxB، ومن تعريف ضرب المتجهات فإن الشحنة الموجبة سوف تتجه إلى أعلى أما السالبة إلى أسفل. فإذا كان لدينا مجموعة من القيم لكل منE وB فأنه توجد هناك قيمة واحدة لسرعة الجسم التي تسمح له بالمرور خلال الفتحة دون انحراف. لتوضيح هذا المفهوم نتناول المثال التالي:

احسب الجهد بين اللوحين لكي يتم اختيار إلكترونات ذات سرعة مقدارها 6×10^5 m/s إذا كانت المسافة بين السطحين هي cm1 والمجال المغنطيسي هو 05 T .

الحل:

من معادلة **(3.3)** :

$$E=Bv_x = (0.05T)(6x10\ m/s$$

$$= 3\ x10^4\ V/m$$

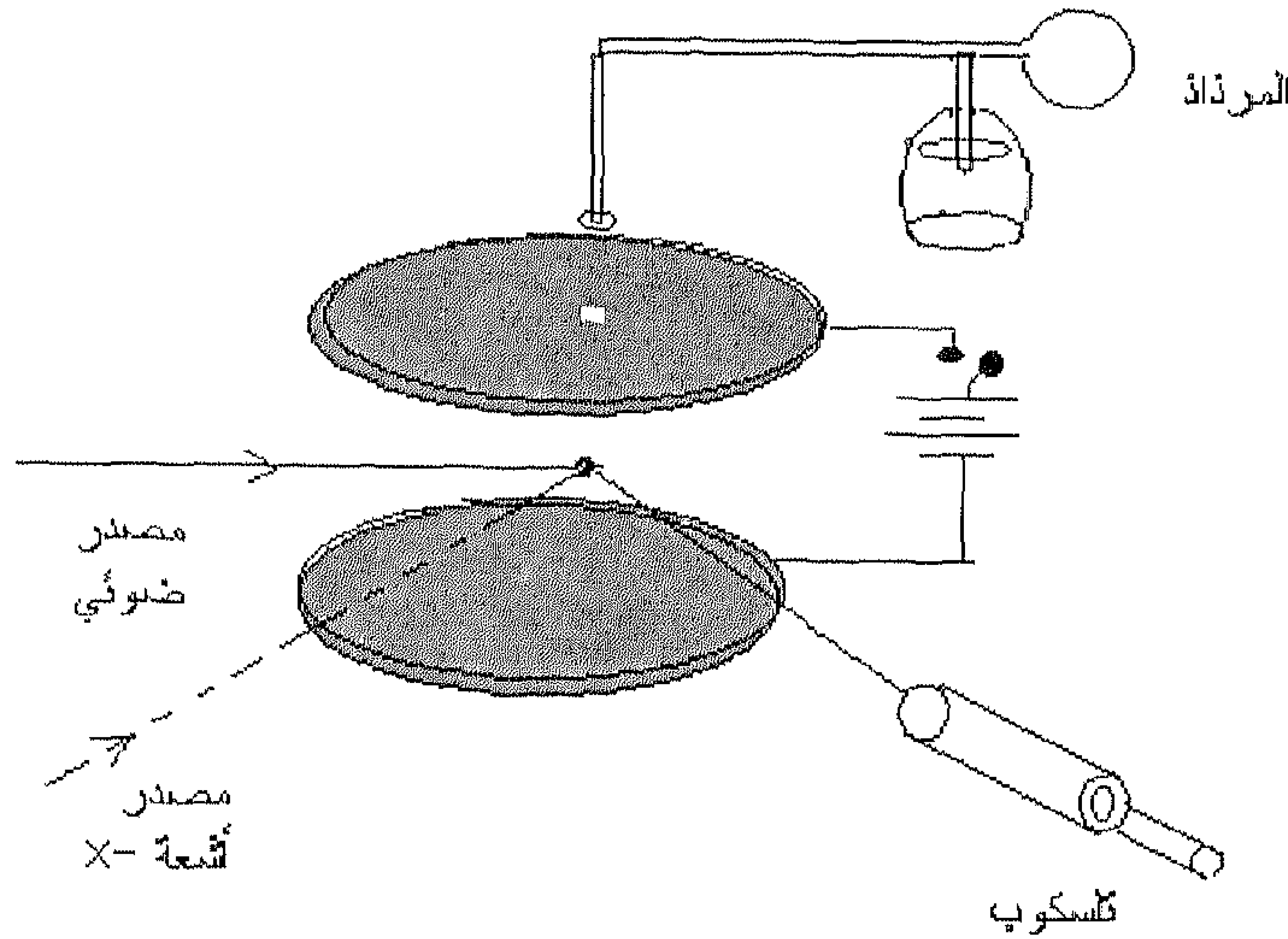
$$V=Ed=(3x10^4\ v/m)x10^{-2}\ cm$$

$$=300Volt$$

3.2 تكمية شحنة الإلكترون The Quantization of Electric Charge

كما أشرنا سابقا أن شحنة الإلكترون تعتبر من الثوابت الأساسية في الفيزياء الحديثة. وقد قامت عدة محاولات في أواخر القرن التاسع عشر لحساب شحنة الإلكترون. ففي سنة 1897 استخدم العالم تونسن (J. Townsen) الطريقة التي تعتمد على السحب المتكونة على الأيونات الموجودة في الهواء المشبع، حيث افترض أن كل قطرة تحتوي على أيون واحد وبقياس الشحنة الكلية استطاع حساب الشحنة الموجودة على أيون واحد، حيث تحصل على المقدار 1.13×10^{-19} كولوم لتلك الشحنة. وفي سنة 1903 اتبع العالم ويلسن (H.A.Wilson) نفس الطريقة السابقة مع إضافة مجال كهربي، حيث استخدم الماء وأجرى قياساته على السحاب الكلي المكون للقطرات، وقد تحصل على المقدار 1.03×10^{-19} كولوم لشحنة الأيون الواحد. وبمقارنة هذه النتائج بشحنة الإلكترون المعروفة حاليا نلاحظ أن لديها نفس الرتبة 10^{-19}، ولكن نظرا للأخطاء الداخلة في التجربة فإن كلا المقدارين غير صحيحين وذلك نتيجة لافتراض أن كل قطرة تحتوي على إلكترون واحد وكذلك بسبب تبخر الماء أثناء التجربة.

تعتبر تجارب ميليكان التي أجراها خلال السنوات 1909 إلى 1913 من أدق الطرق المعروفة حتى الآن لقياس شحنة الإلكترون. حيث استخدم في هذه التجربة قطرات الزيت للحصول على نتائج دقيقة عند قياس هذا المقدار الثابت، وقد أوضحت هذه التجربة أن شحنة الإلكترون ذات قيمة مفردة ومحددة. لقد أجري ميليكان العديد من القياسات على قطرات مفردة من الزيت والموجودة بين سطحين أفقين (مكثف ذو سطحين متوازيين). وبقياس سرعة سقوط القطرة تحت تأثير الجاذبية وكذلك سرعة ارتفاع القطرة عند وجود فرق.



شكل (3.4)

تجربة مليكان

جهد عال بين سطحي المكثف تحصل على نتائجه والتي استطاع من خلالها حساب الشحنة الموجودة على قطرة الزيت، حيث وجد أن هذه الشحنة دائما عبارة عن مضاعفات لمقدار شحنة صغيرة والتي افترضها بأنها شحنة الإلكترون المفردة.

الجدير بالذكر أن تجربه ميليكان تعتمد في الأساس على دراسة حركة قطرة الزيت المشحونة في وجود مجال كهربي، حيث نستطيع حساب كتلة قطرة الزيت لوحدها دون أي علاقة بالشحنة التي تحملها. وبما أن قطرة الزيت عبارة عن كرة ذات حجم معين ومعلومة الكثافة فإننا نستطيع حساب الشحنة المتكونة على القطرة، ولكن لا أحد يضمن لنا أن هذه هي شحنة الإلكترون، في الحقيقة أن هذه الشحنة هي عبارة عن عدد كبير من شحنات الإلكترون، ولذلك فإن معلوماتنا عن شحنة الإلكترون تعتمد على قياساتنا لمئات من قطرات الزيت وإيجاد أقل مضاعف مشترك (أي الشحنة التي عند قسمتها تعطي رقما صحيحا لكل القطرات).

أثناء إجراء تجربة ميليكان، هناك ثلاثة أنواع من القوى تؤثر على القطرة: قوة الجاذبية، والقوة الناتجة عن لزوجة الهواء، والقوة الكهربية، وبما أن القطرة صغيرة في الحجم فأنه يمكن إهمال قوة طفو الهواء. وبالأخذ في الاعتبار تأثير هذه القوى الثلاثة على حركة قطرة الزيت يمكن اشتقاق المعادلة التي يمكن من خلالها حساب الشحنة التي تحملها هذه القطرة، ومن تم يمكن تعيين شحنة الإلكترون. في غياب تأثير المجال الكهربي فإن قطرة الزيت سوف تسقط ببطء تحت تأثير قوة الجاذبية الأرضية وقوة الاحتكاك المضادة الناتجة عن سرعة الجسم المتحرك، ولذلك فعند سقوط قطرة الزيت خلال الهواء فإن قوة احتكاك الهواء سوف تزداد بزيادة سرعة سقوط القطرة، حيث تتعادل قوة الجاذبية وقوة الاحتكاك بعد فترة وجيزة من السقوط وبذلك تكون محصلة القوى تساوي صفر أي أن العجلة التي تتحرك بها القطرة تساوي صفر وبذلك تكون سرعة القطرة ثابتة.

باستخدام قانون ستوك (Stok's Law) يمكن كتابة قوة المقاومة الناتجة عن لزوجة السائل (أو الهواء) عندما تتحرك خلاله كرة بسرعة نهائية v، على الصورة التالية :

$$F=6\pi R\eta v \qquad (3.5)$$

حيث R هو نصف قطر الكرة، وv السرعة النهائية للكرة، وη معامل اللزوجة، فعند وصول القطرة إلى السرعة النهائية أو الثابتة تتساوى القوتين:

$$F_1= mg =6\pi R\eta v_1 \qquad (3.6)$$

حيث F قوة الاحتكاك، وm كتلة قطرة الزيت، وg عجلة الجاذبية الأرضية. وعندما تكون حركة القطرة إلى أعلى تحت تأثير المجال الكهربي بين سطحي المكثف فإن قوة الاحتكاك المضادة سوف تأخذ الصورة التالية :

$$F_2=Eq-mg =6\pi R\eta v_2 \qquad (3.7)$$

حيث v2 هي السرعة النهائية لقطرة الزيت تحت تأثير المجال الكهربي E، وq الشحنة المتكونة على قطرة الزيت. نلاحظ من المعادلات الثلاثة السابقة إن قوة الاحتكاك تتناسب مع السرعة النهائية وإن ثابت التناسب هو القيمة التي أعطيت بقانون ستوك. ولحساب الشحنة الموجودة على قطرة الزيت يمكن دمج المعادلتين الأخيرتين للحصول على:

$$q = \frac{6\pi R \eta (v_1 + v_2)}{E} \qquad (3.8)$$

بما أن كل القيم الموجودة على الجانب الأيمن يمكن قياسها، وبذلك يمكن حساب q. فإذا تم تعيين العديد من الشحنات على قطرات الزيت، فإن جميع هذه الشحنات تكون عبارة عن حاصل ضرب عدد صحيح (1و2 و3.....) في قيمة صغيرة للشحنة والتي تعتبر أصغر شحنة يمكن أن توجد. فإذا ما افترضنا أن هذه الشحنة الصغيرة هي شحنة الإلكترون e فإن كل شحنة من الشحنات المحسوبة يمكن أن تكتب على الصورة التالية:

$$q=ne$$

حيث n عدد صحيح. لقد وجد ميليكان من خلال تجربته أن القيم المحسوبة لشحنة الإلكترون تعتمد على حجم قطرة الزيت وهذا ناتج عن تصادم القطرات الصغيرة بجزيئات الهواء وهذا بدوره يؤثر على قيمة السرعة المتوقعة، ولتصحيح هذا الخطأ أقترح المعادلة التالية:

$$e = \frac{e'}{(1 + \frac{b}{PR})^{\frac{3}{2}}}$$

حيث e القيمة الصحيحة لشحنة الإلكترون 'e القيمة المحسوبة من التجربة، و b مقدار ثابت يعتمد على لزوجة الوسط ويساوي (0.000617) في حالة الهواء، وP ضغط

البارومتر، وR نصف قطر القطرة. أما أفضل نتائجه التي تحصل عليها ميليكان هي $e=1.592x10^{-19}$ C، وهي قريبة جدًا من النتيجة الحديثة:

$$e=1.602189x10^{-19}\ C \quad \text{(3.9)}$$

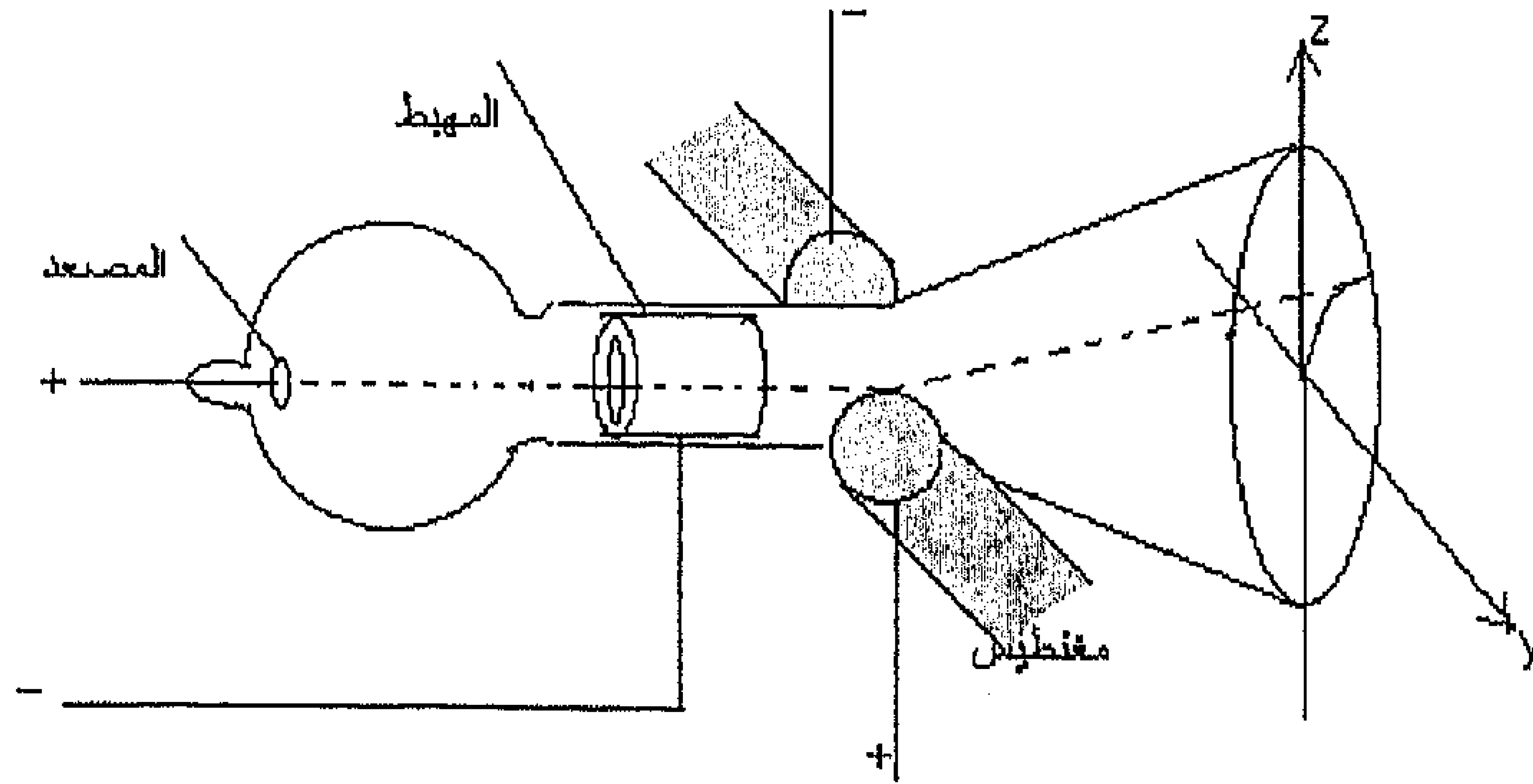
وبقسمة هذه النتيجة التجريبية لشحنة الإلكترون e بالقيمة المعروفة للمقدار (e/m_e) تحصل ميليكان على قيمة لكتلة الإلكترون. وإن أفضل قيمة معروفة حديثا لكتله الإلكترون هي:

$$m_e=9.10953x10^{-31}\ Kg \quad \text{(3.10)}$$

مثال (3.2) :

إن الشحنات الكهربية لجميع الجسيمات الموجودة في الطبيعة هي عبارة عن حاصل ضرب عدد صحيح (1،2،3،...) في مقدار الشحنة الأولية e، أي بمعنى إن الشحنات الكهربية دائما تكون عبارة عن $0 \pm e \pm 2e \pm 3e.....$. أما في حالة الأيونات فإن قاعدة تكمية الشحنة تكون واضحة: فالأيون هو عبارة عن ذرة أو جزيء الذي فقد أو أكتسب إلكترون واحد أو عدة إلكترونات، وبذلك فإن شحنته تكون عبارة عن عدد مضاعف من شحنة الإلكترون، من ناحية أخرى فإن قاعدة التكمية للشحنة تنطبق على كل الجسيمات (التي تدخل في تركيب الذرة) .

وكل الجسيمات التي تم اكتشافها بواسطة فيزيائي الطاقة العالية. فمثلا شحنة النيوترون تساوي صفر، والبروتون e+، جسيم ألفا (نواة الهليوم) هي 2e+، أما الأميون فهي e−، البيون الموجب e+ وهكذا. وفي السنوات الأخيرة بدل كثير من الجهد للبحث عن شحنات وهي شحنات الكواركس والتي من المفروض أن تكون من ضمن مكونات البروتونات والنيوترونات. ولكن لم يتم العثور على هذا الكسر ولا غيره من الكسور لشحنة، فقد دلت هذه التجارب على عدم وجود الكواركس الحرة.



شكل (3.5)

أنبوبة طمسن للأشعة الموجبة

3.3 الأيونات والنظائر Ions and Isotopes

لقد اكتشف العالم قولد شتين سنة 1886 بأنه عندما يحتوي الكاتود في أنبوبة أشعة المهبط على ثقب، فإن نوع ما من الأشعة تمر خلال هذا الثقب في الاتجاه المضاد، أي تبعد عن القطب الموجب أو الأنود. وقد أطلق على هذه الأشعة بأشعة القنال. ثم بعد ذلك بقليل تم توضيحها بأنها عبارة عن حزمة من الأشعة الموجبة والتي فيها (e/m) أصغر بعدة آلاف المرات من تلك للإلكترون. هذه الجسيمات عبارة عن أيونات (ذرات أو جزيئات الغاز التي فقدت إلكترون أو أكثر عند اصطدامها بأشعة المهبط المارة خلال الأنبوبة) بعد ذلك يتم أنجذا بها إلى المهبط حيث تمر خلاله مكونة شعاعًا في الاتجاه المخالف.

إن قياس نسبة الشحنة إلى الكتلة لهذه الأيونات أصعب بكثير من تلك في حالة الإلكترونات، والسبب في ذلك أن المدى الذي تختلف فيه السر عات لهذه الأيونات الموجودة في الشعاع يكون كبيرا. وقد صمم طمسون طريقة رائعة لمقارنة نسبة (e/m) لعديد من الأيونات. شكل (**3.5**) يوضح الجهاز الذي استعمله طمسون وأطلق عليه اسم أنبوبة الشعاع الموجب، الانتفاخ الموجود على اليسار هو عبارة عن أنبوبة التفريغ الذي خلاله تنطلق أشعة المهبط من الكاتود إلى الأنود لتولد لنا أيونات موجبة والتي

تنتقل في اتجاه الكاثود، معظم هذه الأيونات تصطدم بالكاثود حيث يتم امتصاصها، ولكن بعضها يتمكن من المرور خلال الثقب الرفيع الموجود في الكاثود وتنبعث من الجانب الآخر كأشعة جيدة التجميع. يقع هذا الشعاع تحت تأثير كل من المجال الكهربي والمغنطيسي في نفس الوقت. ينتج عن تأثير المجال الكهربي انحراف أفقي، أما المجال المغنطيسي فينتج عنه انحراف رأسي. وإن مقدار هذا الانحراف يعتمد على طاقة الجسيمات: حيث يكون الانحراف بسيطا عندما تكون الطاقة كبيرة، ويكون الانحراف كبيرا إذا كانت الطاقة صغيرة، أما المحل الهندسي لمواقع اصطدام هذه الأشعة والمرسومة على سطح الأنبوبة كدالة في الطاقة فهي عبارة عن نصف قطاع مكافئ.

مثال (3.3):

أشتق معادلة المحل الهندسي لمواقع الاصطدام للأيونات الأحادية والتي شحنتها e وكتلتها m.

الحل: نفرض أن الشعاع يدخل المنطقة التي يتواجد فيها المجال الكهربي والمغنطيسي بسرعة أفقية v_x، الشعاع سوف يقضي زمنا قدره $t=L/vx$ في المجال. أثناء هذه الفترة فإن المجال الكهربي يكسب الأيون عجلة ثابتة في اتجاه $y(ay=eE/m)$، والتي ينتج عنها انحراف في اتجاه y :

$$\tan\vartheta_y = \frac{a_y t}{v_x} = \frac{eEL}{mv^2{}_x}$$

وفي نفس الوقت فإن المجال المغنطيسي يؤدي إلى انحراف في اتجاه z:

$$\tan\vartheta_z = \frac{a_z t}{v_x} = \frac{eBv_xL}{mv^2{}_x} = \frac{eBL}{mv_x}$$

وباختصار v_x من المعادلتين السابقتين نتحصل على :

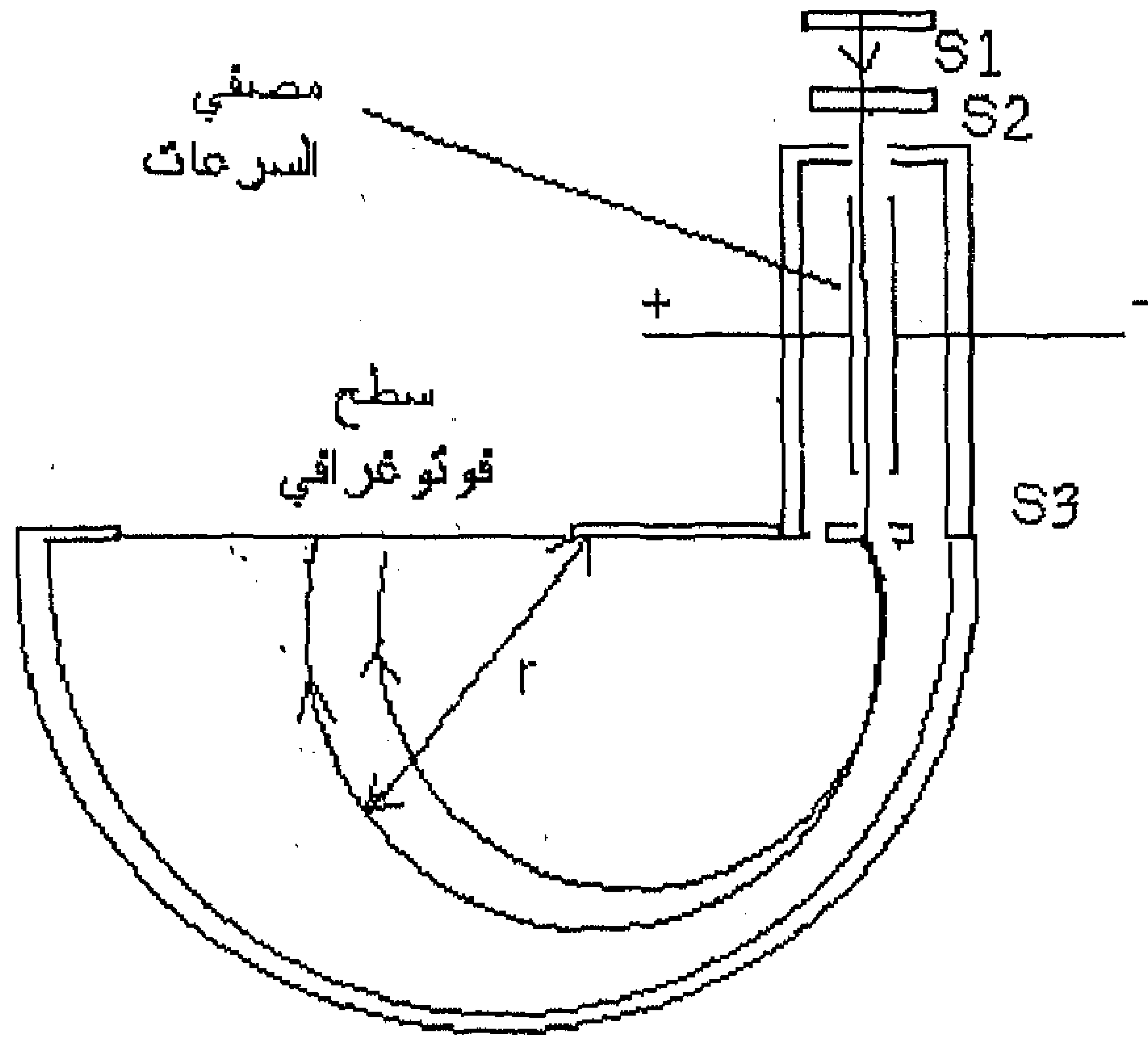
$$\tan\theta_y = \frac{Em}{B^2Le}\tan^2\theta_z$$

بما أن الأيون بعد ذلك سوف ينتقل في خط مستقيم، فإن قيم كل من z،y عند واجهة الأنبوبة هي:

$y = L'\tan\theta_y, z = L'\tan\theta_z$، حيث 'L هو طول الأنبوبة وبذلك نتحصل على العلاقة التالية:

$$y = \frac{Em}{B^2LL'e}z^2$$

تدل هذه المعادلة على المحل الهندسي لنقطة التصادم مع الشاشة عبارة عن قطاع مكافئ.



شكل (3.6)

راسم الطيف الكتلي للعالم بانبردج

بما أن شكل القطاع المكافئ يعتمد على نسبة (e/m)، وبذلك فإن الأيونات ذات الكتل المختلفة سوف يكون لها قطاعات مكافئة مختلفة. فهذا يسمح لنا اكتشاف وقياس الاختلافات البسيطة في كتل الأيونات. فمثلا عندما استخدمت عينة من غاز النيون النقي كيميائيا، فقد وجد طمسون أن هذا الغاز يحتوي على نوعين من الأيونات باختلاف في الكتلة بينهم يصل إلى 10٪. بهذه الطريقة وضح طمسون وجود النظائر، أي الذرات التي تكون متماثلة كيميائيا ولكن تختلف في العدد الذري، فالنظريين الذين تم اكتشافهم عن طريق طمسون هم $^{20}Ne,^{22}Ne$.

بعد الحرب العالمية الأولى تم تطوير جهاز طمسون من قبل مجموعة من العلماء من بينهم أستون (F.W.Aston)، وديمبستو(A.J.Dempsto)، وبانبردج (K.T.Bainbridge)، وقد أطلق على هذا الجهاز اسم **راسم الطيف الكتلي (mass spectrographs)** أو

مطياف الكتلة (**mass spectrometer**)، حيث يتم استخدام المجال الكهربي والمغنطيسي لتمييز بين الأيونات ذات الكتل المختلفة.

شكل (**3.6**) يوضح راسم الطيف الكتلي للعالم بانبردج، حيث يتم تجميع شعاع الأيونات عن طريق الفتحات S1، S2، في البداية يدخل الشعاع المنطقة التي يكون فيها المجال الكهربي والمغنطيسي متعامدين. تعمل هذه المنطقة عمل المصفى أو منتقى السر عات، حسب المعادلة (**3.3**) فإن الأيونات الوحيدة ذات السرعة $v=E/B$ هي التي سوف تمر خلال الفتحة S3 بينما الأيونات الأخرى سوف تنحرف إلى اليمين أو اليسار حيث يتم إيقافها من قبل الحائل S3. ثم بعد ذلك تدخل الأيونات التي تم اختيارها في المنطقة التي تحتوي على مجال مغنطيسي منتظم حيث تنتقل في مسار على شكل قوس. وعندما تكون الأيونات أحادية التأين فإن نصف قطر القوس يعطي بالمعادلة (**3.12**).

$$r = \frac{mv}{eB} \quad \text{.......} \quad (3.11)$$

وأخيرا تصطدم الأيونات بالشريحة الفوتوغرافية والتي بواسطتها يمكن قياس نصف قطر القوس، ومن خلال نصف القطر يمكن تعيين الكتلة :

$$m = \frac{eB}{v} r \quad \text{.......} \quad (3.12)$$

لاحظ إن الفرق في الكتلة بين ايونيين يتناسب مباشرة مع المسافة بين نقطتي التصادم مقاسه على الشريحة الفوتوغرافية:

$$\Delta m = \frac{eB}{r} \Delta r \quad \text{.......} \quad (3.13)$$

وإن المسافة الصغيرة Δr على الشريحة يمكن قياسها أكثر دقة من المسافة الكبيرة r. ولهذا عند تشغيل المطياف الكتلي فأنه في العادة يستعمل أحد أنواع الأيونات كمعيار

للكتلة، حيث يتم مقارنته بالأيون الآخر وذلك باستعمال معادلة (**3.13**). وإن المطاييف الحديثة يمكن أن تكون على درجة عالية من الدقة حيث بإمكأنها المقارنة بين أيونين إلى تسعة خانات عشرية.

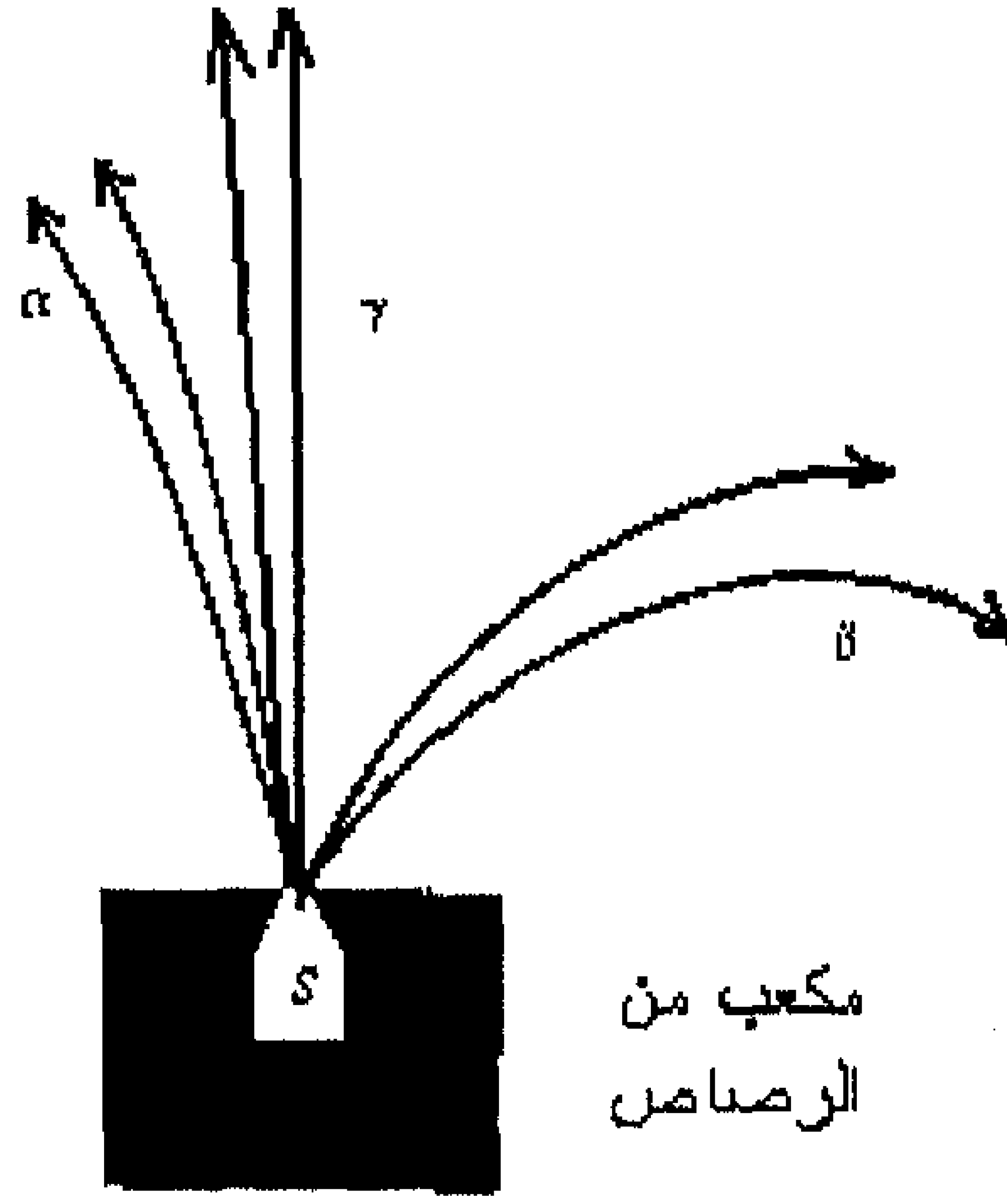
3.4 اكتشاف أشعة -X والنشاط الإشعاعي الطبيعي ...

Discovery of X-rays and Natural Radioactivity

في سنة 1895 بينما كان العالم رونتجن (Roentgen) يدرس أشعة المهبط في أنابيب التفريغ، اكتشف أشعة جديدة نافدة، والتي تظهر عند اصطدام أشعة المهبط بسطح معدني أو جدار الأنبوبة الزجاجي، وقد أطلق على هذه الأشعة بأشعة-X (أي المجهولة). وقد أكتشف الأشعة الجديدة التي أطلق عليها أشعة -X عن طريق اللمعان الذي تحدثه في بعض الأملاح التي كانت موجودة بالصندوق قرب الأجهزة. إن إصراره كباحث قاده مبكرا لاكتشاف العديد من خواص أشعة -X. فمثلا لاحظ أن معظم المعادن تكون شفافة لهذه الأشعة بينما الزجاج الرصاصي فهو غير منفذ لهذه الأشعة. وقد عين نسبة النفاذية لعدة مواد ذات سمك مختلف، وقد لاحظ ظل عظام يده، ووجد إن هذه الأشعة تؤدي إلى تفريغ شحنة الأجسام المشحونة كهربيًا وتؤثر في الألواح الفوتوغرافية، ولكنها لا تنحرف تحت التأثير المغنطيسي، وكذلك لاحظ أن الأهداف (الأنود) من المعادن الثقيلة تكون أكثر فعالية من المعادن الخفيفة.

في الحقيقة إن اكتشاف رونتجن لأشعة-X حفز فجأة ظهور سلسلة من الأبحاث العلمية والتي نتج عنها نشر المئات من الأوراق البحثية خلال سنة 1896 فقط. فخلال فترة وجيزة من اكتشافها تم الاقرار بأن الأشعة السينية عبارة عن موجات كهر ومغنطيسية طول موجتها أقصر من طول موجة الأشعة فوق بنفسجية، حيث قدر طول موجتها بواحد أنجسترم (10^{-8} cm). وبعد اكتشاف

طمسون سنة 1897 للإلكترون أصبح من الواضح أن أصل أشعة-X له علاقة باصطدام الإلكترون بالهدف، أي أن جزء من طاقة حركة الإلكترون يتحول إلى حرارة والجزء الباقي إلى أشعة-X، وكلما كان زمنا الوقف قصيرًا كلما زادت طاقة أشعة-X. بما أن الذرات الثقيلة تكون أكثر فعالية في وقف الإلكترونات، يصبح من السهل معرفة لماذا المعدن الثقيل يكون أكثر كفاءة كأنود في أنبوبة أشعة -X. بعد اكتشاف رونتجن بشهور قليلة ولكن قبل معرفة أصل أشعة -X، اكتشاف آخر تم بالصدفة عن طريق العالم هنري بكريل (Henri Becquerel). نتيجة لسبق درايته بأن تألق أنبوبة أشعة المهبط تمت عن طريق انبعاث أشعة-X ، تكهن بكريل بأن كل المواد الفسفورية تنتج أشعة-X، ولذلك أجرى بكريل مجموعة من التجارب على عدد من الأملاح التي لمعانها يمكن أن ينشط عن طريق تعرضها لضوء الشمس. وبالصدفة كان أحد هذه الأملاح هو اليورانيوم. وإن تعرض الألواح الفوتوغرافية لهذه الأشعة الجديدة يجعلها سوداء كما حدث في حالة أشعة-X، وكذلك تحدث تفريغا كهربيا للكشاف الكهربي. وإن هذه الأشعة انبعثت بينما كان اليورانيوم في الظلام أي أن الأشعة الجديدة ليس لها علاقة بالخواص الفسفورية. حيث أطلق بكريل على هذه الأشعة غير المعروفة بالنشاط الإشعاعي. وبعد قليل تم اكتشاف عناصر مشعة أخرى مثل التوريم، والراديوم، والبلونيوم. وعلى عكس أشعة -X فعند وضع هذه العناصر المشعة في مجال مغنطيسي، انفصلت إلى ثلاثة مجموعات مميزة يشار إليها بأشعة-α، وأشعة-β، وأشعة-γ. ومن طبيعة انحرافها في المجال المغنطيسي استنتج أن α عبارة عن شحنات موجبة، وβ عبارة عن شحنات سالبة، أما γ فهي غير مشحونة. وباستخدام الباحثين طريقة طمسون لقياس (e/m) استنتجوا أن الجسيمات β عبارة عن إلكترونات سريعة جدًا، أما جسيمات α فلها نفس شحنة وكتلة ذرة الهليوم المتأينة. بعد ذلك برهن رادرفورد على أن جسيمات α عبارة عن نواة الهليوم .



شكل (3.6)

انحراف أشعة المصدر نتيجة وجودها في مجال مغنطيسي

الملخص

لقد نتج عن اكتشاف الإلكترون حقيقتان هامتان وهما (1) توجد الشحنات الكهربية كوحدات محددة (2) إن الجسيمات ما تحت الذرة (أي مكونات الذرة) بالفعل موجودة. لقد تم قياس نسبة الشحنة إلى الكتلة لعدد كبير جدا من الأيونات الموجبة، حيث تم التعرف على كل من البروتون، والديترون، وجسيم ألفا. لقد توقع وجود النيوترون حيث كان أغلب الظن أن الإلكترون، والبروتون، والنيوترون (عند اكتشافه) سوف يكمل عائلة الجسيمات ما تحت الذرة. ولكن في نفس السنة التي اكتشف فيها النيوترون تم اكتشاف أول ضد يد الجسيم، والبزترون والقائمة بالجسيمات الجديدة لازالت تزداد منذ ذاك الوقت.

- طاقة الحركة $E=\frac{1}{2}mv^2$
- كمية الحركة $p=mv$
- العزم الزاوي $L=rxP$
- القوة على جسيم مشحون $F=qE+qvxB$
- إلكترون فولت $1ev=ex1v=1.6x10^{-19}J$
- نصف قطر المسار $r=\frac{p}{qB}$
- تردد السيكلترون $\nu=\frac{qB}{2\pi m}$

مسائل الباب الثالث

3.1 يعرف ثابت فرداي بأنه كمية الكهرباء اللازمة لترسيب كيلوجرام واحد من مادة أحادية التكافؤ، وإن عدد أفوجادرو هو عبارة عن حاصل قسمة فرداي على وحدة الشحنة. احسب ثابت فرداي؟

3.2 احسب سرعة الإلكترون الذي تم تعجيله بواسطة فرق جهد قدره 50V؟

3.3 في شكل (3.3) كان طول السطح 5 cm والمسافة بين اللوحين هي 1.5 cm، وفرق الجهد بين اللوحين هو 50V:

(a) احسب الانحراف الذي سوف يحدث للإلكترون في نهاية السطح، إذا كانت طاقة حركته 2000 eV؟

(b) احسب الانحراف الكلي على الشاشة إذا كانت المسافة التي تحركها الإلكترون بعد السطح هي 30 cm؟

(c) احسب شدة المجال المغنطيسي بين السطحين اللازمة لجعل الانحراف يساوي صفر ؟

3.4 شعاع يحتوي على كل من بروتونات، ديوترونات، وجسيمات ألفا، جميعها لديها نفس الطاقة 10^4 eV. دخل الشعاع مطياف الكتلة الذي يحتوي على مجال مغنطيسي عمودي قيمته 0.1 T، ما هي أنصاف أقطار المسارات للجسيمات الثلاثة.

3.5 نفرض إن البروتونات، والديوترونات، وجسيمات ألفا في المسألة السابقة، تم تعجيلهم من السكون بواسطة فرق جهد قدره 10^4 V ثم أدخلت داخل مطياف الكتلة. احسب أنصاف أقطار المسارات وقارن هذه القيم بالمسألة السابقة.

3.6 دخل إلكترون طاقته 50 eV الغرفة تحت تأثير مجال الأرض المغنطيسي فقط. فإذا

كان مقدار هذا المجال هو $B= 5x10^{-5}$ T عموديا على سرعة الإلكترون. احسب نصف قطر المسار.

3.7 في تجربـــة ميليكان كانت كثافة قطرة الزيت $\rho = 896 Kg/cm^2$ ونصف قطرها $2.35 x10^{-4}$ والشحنة المتكونة عليها هي 10 إلكترونات.

(a) احسب سرعة السقوط الحر النهائية في غياب المجال الكهربي .

(b) احسب قيمة المجال الكهربي اللازم لجعل محصلة القوي المؤثرة على القطرة تساوي صفـر (يمكـــن اعتبـــار كثافـــة الهـــواء $1.0Kg/m^3$ ومعامل اللزوجة لسائل هي $1.83x10^{-5}$ $N.s.m^{-2}$).

3.8 في الحلقة الرئيسية لمعجل فيرمي (Fermilab Accelerator) تبقى البروتونات في مسار دائري قطره 2.0 Km بواسطة مجال مغنطيسي بينما يتم تعجيلهم عن طريق مجال كهربي أفقي إلى أن يكتسب كمية حركة قدرها $5.3 x10^{-16}$ Kg m/s. احسب المجال المغنطيسي لكي يحتفظ البروتون بكمية حركته.

3.9 كما سبق أن أشرنا إلى إن مصفى السر عات عبارة عن المنطقة التي يكون فيها المجال الكهربي أحادية التأين والتي طاقتها $2.0x10^4$ eV. إذا كان المجال الكهربي هو $3x10^3$ V/m احسب المجال المغنطيسي.

3.10 يستخدم جهاز الراسم الكتلي دميستر لتمييز بين النظريين $^{56}Fe, ^{57}Fe$ ذات الكتل 55.935U و56.935U على التوالي فإذا كانت النظائر أحادية التأين ($^{56}Fe^+, ^{57}Fe^+$) وسرعة دخولهم للجهاز هي $3.25x10^5 m/s$.

(a) احسب المجال المغنطيسي لجعل مداريهم نصف قطرة 1.0 m

(b) احسب المسافة الفاصلة Δr بين تصادمهم على السطح الفوتوغرافي؟

الباب الرابع

مقدمة لفيزياء الكم

Introduction to Quantum Physics

Black – body Radiation	إشعاع الجسم الأسود	4.1
Spectral Density of Radiation $\rho(\omega,T)$	الكثافة الطيفية للإشعاع	4.2
Characteristic of Modes within the Cavity	خصائص الانماط داخل الفجوة	4.3
The Rayleigh -Jeans (Classical) Theory	نظرية رليج وجين الكلاسيكية	4.4
Planck's (Quantum) Theory	نظرية الكم لبلانك	4.5
Photoelectric Effect	التأثير الكهروضوئي	4.6
Compton Effect	تأثير كمبتن	4.7
The Quantum Theory of Matter	نظرية الكم للمادة	4.8
de-Broglie Hypothesis	افتراضات دبروجلي	4.9
The Bohr Theory of Hydrogen	نظرية بوهر للهيدروجين	4.10
The correspondence Principle	مبدأ التوافق	4.11
Franck -Hertz Experiment	تجربة فرانك - هرتز	4.12
The Wilson-Sommerfeld Quantization Rule	قاعدة التكمية لكل من ولسن - وسمرفيلد	4.13

مقدمة

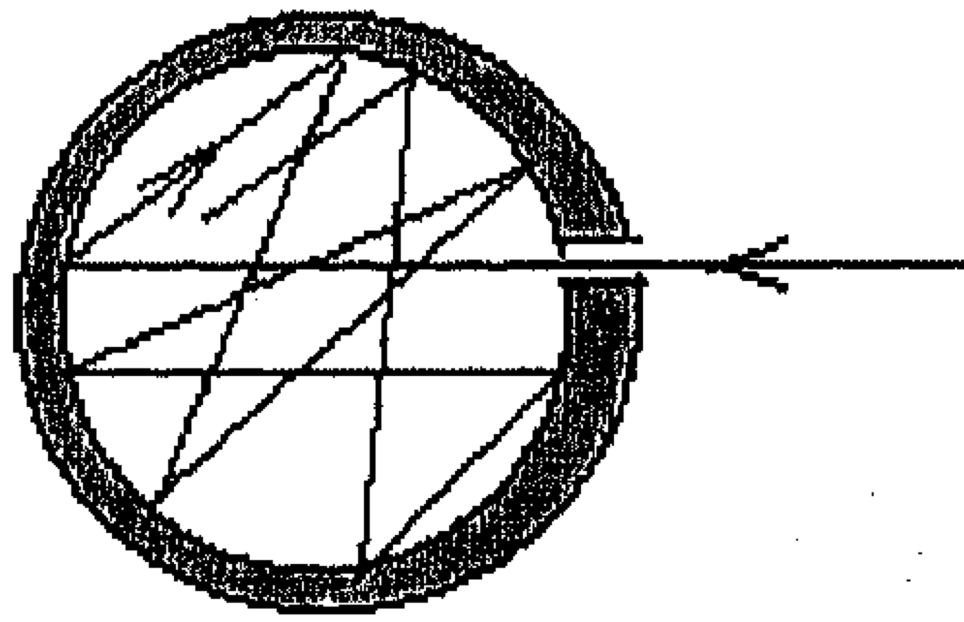
يمكن أن نميز التطور الذي حدث في مجال الفيزياء خلال القرن العشرين باكتشافين هامين، الأول النظرية النسبية لأينشتاين (1905) والتي صححت معادلات الديناميكا الكلاسيكية، حيث تناولنا هذا الموضوع بشيء من التفصيل في الباب الثاني. أما الحدث الثاني فهو نظرية ميكانيكا الكم التي تم تطويرها عن طريق شرودنجر، وهيزنبرج، وبورن، ودراك في الفترة ما بين (1925-1928) والتي زودتنا بصورة أكثر دقة عن الديناميكا المجهرية مما أعطته لنا قوانين نيوتن. ومع نهاية القرن التاسع عشر أصبح لدينا كم هائل من النتائج التجريبية والتي دلت على أن النظريات الكلاسيكية لكل من نيوتن وماكسول لم تكن كافية لتفسير الكثير من الظواهر التي لها علاقة بالمادة والإشعاع، في هذا الباب سوف نفحص بعض المشاكل التي واجهت الفيزيائيين مع نهاية القرن التاسع عشر.

4.1 إشعاع الجسم الأسود Black -Body Radiation

من المعروف أن المادة عند أي درجة حرارة يمكن أن تمتص أو ينبعث عنها إشعاع والذي يشار إليه في بعض الأحيان بالإشعاع الحراري. وأن خواص هذا الإشعاع يعتمد على درجة الحرارة المطلقة للجسم. عند درجات حرارة منخفضة، فإن أطوال موجات الإشعاع الحراري يقع معظمها في المنطقة دون الحمراء وبذلك لا ترى بالعين المجردة. وعند زيادة درجة الحرارة يبدأ الجسم في التوهج حيث يصبح لونه أحمر، فعند

درجات الحرارة العالية يصبح لون الجسم أبيض كما هو الحال في توهج فتيلة التنجستن في المصباح الكهربائي. فقد وضحت الدراسات الدقيقة للإشعاع الحراري أن الإشعاع الحراري جزء من الطيف المستمر الذي يحتوي على موجات تقع في منطقة دون الحمراء، والمنظورة، وفوق البنفسجية.

نقول من نظرة كلاسيكية إن الإشعاع الحراري ناتج عن تعجيل الجسيمات المشحونة بالقرب من سطح الجسم، فهذه الشحنات تبعث إشعاعا يشبه ذلك المنبعث من الهوائيات الصغيرة. وإن هذه الشحنات المتهيجة حراريا يمكن أن تكتسب توزيعا من التعجيلات والتي بدورها مسئولة عن الطيف الإشعاعي المستمر المنبعث من الجسم. ولذلك فإنه عند تشكيل أي مادة على هيئة فجوة (cavity) بحيث تحجز فراغا بداخلها وترفع درجة حرارتها إلى T، فإن الفجوة سوف تحتوي بداخلها على إشعاع كهر ومغنطيسي كما هو موضح في شكل (**4.1**). وعند الوصول إلى حالة الاستقرار فإن هذا الإشعاع يطلق عليه إشعاع الجسم الأسود. وقد وجد تجريبا بأن الفجوة تحتوي على مزيج من الترددات (أي الألوان) والتي تعتمد فقط على درجة الحرارة المطلقة وليس على التركيب الكيميائي للفجوة، أو محتوياتها، أو شكل الفجوة.

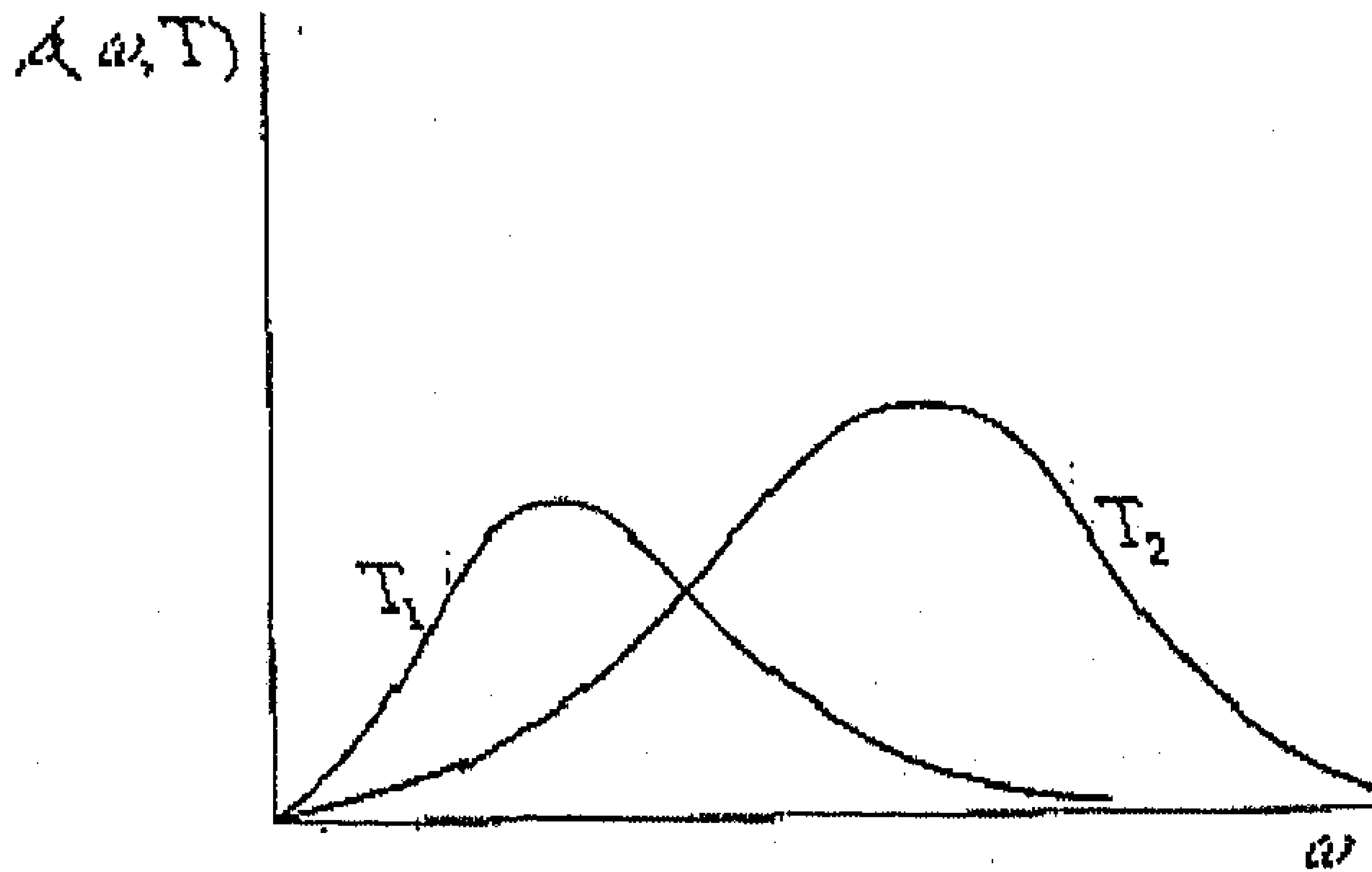


شكل (4.1)

الفجوة

4.2 الكثافة الطيفية للإشعاع $\rho(\omega,T)$ Spectral Density of Radiation

تعرف الكثافة الطيفية للإشعاع $\rho(\omega,T)$ بأنها الطاقة لوحدة الحجوم للإشعاع الذي يقع مداه ما بين التردد ω و $\omega+d\omega$ يوضح شكل (4.2) الكثافة الطيفية لإشعاع الجسم الأسود عند درجتي حرارة مختلفتين، الذي نلاحظه من هذا الشكل هو إن المنحنيين متشابهان، وكلما زادت درجة حرارة الجسم الأسود زادت كمية الطاقة الكلية المنبعثة، كذلك نلاحظ إنه كلما زادت درجة الحرارة حدث إزاحة لقمة المنحني في اتجاه الترددات العالية. والذي سوف نحاوله في هذا الجزء هو اشتقاق معادلة هذا المنحني باستخدام النظرية الكلاسيكية، وفي حالة عدم نجاحنا فهذا يؤكد لنا أهمية احتياجنا لنظرية أكثر دقة وهي نظرية ميكانيكا الكم، وفي نفس الوقت يتيح لنا الفرصة للتدرب على أحد المسائل في الفيزياء الكلاسيكية.



شكل (4.2)

الكثافة الطيفية للجسم الأسود عند درجتين مختلفتين

الكثافة الطيفية للإشعاع يمكن كتابتها رياضيا بالمعادلة التالية:

$$d\varepsilon = \rho(\omega,T)d\omega \quad \text{(4.1)}$$

وبذلك يمكن حساب الكثافة الكلية للطاقة الناتجة عن كل الترددات:

$$\varepsilon(T) = \frac{E}{V} = \int_0^\infty \rho(\omega,T)d\omega \quad (4.2)$$

حيث E هي الطاقة الكلية، وV حجم الفجوة. أجريت العديد من المحاولات لتفسير مصدر أو أصل طيف الجسم الأسود، حيث أقترح وين (Wien) بأنه يمكن اشتقاق الشكل العام لكثافة الطيف بإجراء دورة كارنو(Carnot Cycle) الحرارية على الإشعاع الموجود في الفجوة بمعاملة الإشعاع كمادة موجودة في آلة كارنو، وقد أستنتج بأن $\rho(\omega,T)$ تأخذ الشكل العام التالي:

قانون وين (Wien's Law)

$$\rho(\omega,T) = \omega^3 F(\frac{\omega}{T}) \quad (4.3)$$

حيث F دالة معينة في المتغير ($x = \frac{\omega}{T}$)، والآن نحاول التعرف على شكل هذه الدالة لكي نختبر مدى مطابقة معادلة (4.3) بالنتائج التجريبية في شكل (4.2). وباستخدام المعادلتين (4.2) و (4.3) فإن كثافة الطاقة الكلية داخل الفجوة تأخذ الصورة التالية:

$$\varepsilon(T) = \int_0^\infty \omega^3 F(\frac{\omega}{T})d\omega \quad (4.4)$$

وبالتعويض عن $x = \frac{\omega}{T}$, $d\omega = Tdx$ نحصل على :

$$\varepsilon(T) = T^4 \int_0^\infty x^3 F(x)dx \quad (4.5)$$

وعندما يئول التكامل إلى نقطة (converge) فإنه يعني أن الكثافة الكلية للطاقة داخل الفجوة تتناسب مع T^4 أي:

$$\varepsilon(T) \propto T^4 = \sigma' T^4$$
$$\sigma' = \int_0^\infty x^3 F(x)dx \quad \text{...} \quad (4.6)$$

نلاحظ أن معادلة (**4.6**) تشير إلى العلاقة بين كثافة الطاقة الكهرومغنطيسية ودرجة الحرارة المطلقة. وعندما يكون الإشعاع موحد الاتجاه (Isotropic) فإن التدفق الإشعاعي (radiative flux) يمكن أن ينسب إلى كثافة الطاقة باستخدام المعادلة التالية:

$$J = \frac{1}{4} c\varepsilon \quad \text{...} \quad (4.7)$$

حيث c هي سرعة الضوء وباستخدام معادلة (**4.6**) في معادلة التدفق الإشعاعي (**4.7**) نحصل على قانون ستيفن وبولتزمان(Steven 's Boltzman):

$$J = \frac{1}{4} c\sigma' T^4 = \sigma T^4 \quad \text{...} \quad (4.8)$$

حيث الثابت $\sigma = \frac{c}{4}\int_0^\infty x^3 F(x)dx = 5.67x10^{-8} W/m^2$

ولكن يتبقى لنا تعيين F(x) نظريا. ملاحظة أخري على قانون وين (**4.3**) لها علاقة بالإزاحة والتي تقترح بأن اللون السائد (التردد الذي عنده ρ تكون أكبر ما يمكن) داخل الفجوة يتناسب مع درجة الحرارة، أي بمعني:

$$\omega_{\max} \propto T$$

والذي يمكن كتابته بصورة أخري:

$$\lambda_{\max} T = const$$

حيث وجد بالتجربة أن ثابت وين يساوي $2.898x10^{-3} m\text{-}^oK$.

وقد تم التأكد تجريبيا من هذه العلاقة. وقد وجد أنه بزيادة درجة الحرارة ينتج عن ذلك إزاحة من اللون "الأحمر" إلي اللون الأبيض، وأن هذا البياض يدل على وجود عناصر اللون الأزرق. أما التردد الذي عنده تكون ρ أكبر ما يمكن، فإنه يمكن اشتقاقه من قانون وين عن طريق التفاضل، باستخدام العلاقة:

$$\frac{\partial}{\partial\omega}=\frac{1}{T}\frac{\partial}{\partial x}, x=\frac{\omega}{T}$$

$$\frac{\partial}{\partial\omega}\rho(\omega,T)=\frac{\partial}{\partial\omega}\omega^3F(\frac{\omega}{T})$$

$$T^2\frac{\partial}{\partial x}x^3F(x)]_{x=x_0}=0$$

$$T^2[x^3F'(x)+3x^2F(x)]_{x=x_0}=0$$

$$x_0F'(x_0)+3F(x_0)=0$$

وباختيارنا للدالة المناسبة F(x) في قانون وين فإن المعادلة السابقة تمثل معادلة بسيطة يمكن حلها لإيجاد x_0

حيث الثابت $x_0=\frac{\omega_0}{T}$ وأن قيمة هذا الثابت تعتمد على اختيارنا للدالة F(x).

خلاصة: لاحظنا أن قانون وين يقودنا إلى الكثافة الطيفية والتي تتفق مع كل من قانون ستيفن - بولتزمان، وكذلك مع قانون الإزاحة. أما الثوابت التابعة لهذين القانونين فإنها تعتمد على اختيارنا الخاص للدالة F والتي لا يمكن تعيينها عن طريق الديناميكا الحرارية فقط. ففي الحقيقة إن البحث عن هذه الدالة هو الذي قاد بلانك لاكتشاف نظرية ميكانيكا الكم. في المواضيع التالية سوف نطبق قوانين الميكانيكا والكهرومغنطيسية لعدة تصورات أملين أن نتحصل على الدالة $F(\frac{\omega}{T})$

مثال (4.1):

(a) ما هي الإزاحة في طول موجة قمة منحني إشعاع الجسم الأسود عندما تبرد درجة حرارة سطح النجم T_1 إلى درجة حرارة T_2 ؟

(b) ما هي نسبة التغير في طول الموجة عندما T_1=5800 ، T_2=4350K ؟

الحل:

(a) من قانون وين

$$\lambda_{max1}T_1 = \lambda_{max2}T_2$$

$$\lambda_{max2} = (\frac{T_1}{T_2})\lambda_{max1}$$

$$\Delta\lambda_{max} = \lambda_{m2} - \lambda_{m1} = (\frac{T_1}{T_2} - 1)\lambda_{m1}$$

(b) بوضع T1=5800K ،T2=4350K

نحصل على:

$$\frac{\Delta\lambda_m}{\lambda_m} = (\frac{5800}{4350} - 1) = \frac{1450}{4350} = \frac{1}{3}$$

مثال (4.2):

إذا كان فيض الطاقة لضوء الشمس على سطح الأرض هو $1.0x10^3 \, watt/m^2$. وإذا وضعت ورقة سوداء في مواجهة الشمس، احسب درجة حرارة اعتدال الورقة؟ مع فرض أن أسفل الورقة معزول بحيث الفقد في الحرارة يكون فقط عن طريق إشعاع الجسم الأسود من الجزء العلوي من الورقة.

الحل:

حسب قانون ستيفن -بولتزمن فإن القدرة الإشعاعية للورقة على وحدة المساحات هي σT^4، وعند الاتزان هذا يجب أن يساوي قدرة ضوء الشمس الساقط على وحدة المساحة:

$$\sigma T^4 = 1.0x10^3 \, watt/m^2$$

والذي من خلاله نستطيع حساب درجة الحرارة:

$$T = [\frac{1.0x10^3 \, watt/m^2}{\sigma}]^{\frac{1}{4}}$$

$$= 364K = 91^o c$$

4.3 خصائص الأنماط داخل الفجوة

Characteristic of Modes within the Cavity

حسب النظرية الكلاسيكية فإن الإشعاع الكهرومغنطيسي يتكون من المجالات الكهربية (E) والمغنطيسية (B) المهتزة. وبما أن إشعاع الجسم الأسود داخل الفجوة لا يعتمد على شكلها أو مكوناتها، فإننا سوف لا نفقد أي تعميم بل نكتسب بعض التسهيلات الرياضية عند فرضنا للفجوة على إنها مكعب كبير داخل المعدن. من المعروف أنَ قوانين الكهرومغنطيسية تتطلب بأنَ المجالات E، B يجب أن يحققوا معادلات الموجة.

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0$$
$$\nabla^2 B - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = 0 \quad \text{...} \quad \textbf{(4.9)}$$

حيث c هي سرعة الضوء في الفراغ، بالإضافة إلى ذلك فإن هذه المجالات يجب أن تحقق بعض شروط الحدود (boundry conditions) عند السطح. فمثلا المركبات المماسية للمجال الكهربي E_t والمركبات المتعامدة للمجال المغنطيسي $B_\perp$ يجب أن تنتهي عند السطح المعدني. والذي يعني أن بعض خواص الأنماط (الموجات الموقوفة) التي يجب أن تتواجد داخل الفجوة فقط، وبذلك فإن الأنماط وخواصها الترددية يمكن أن تستنتج بعمل مقارنة بينها وبين السلك المهتز. فالأنماط الطبيعية للسلك المهتز الذي طوله L والمثبت من طرفيه يمكن تمثيلها بالمعادلة التالية:

$$y_n = e^{-i\omega_n t}\sin K_n x \quad \text{...} \quad \textbf{(4.10)}$$

حيث K هو العدد الموجي n=1،2،3،.........4 هذا الحل يحقق كل من معادلة الموجة (4.9) وكذلك شروط الحدود وهي :

$$y_n(0,t) = y_n(L,t) = 0 \rightarrow K_n = n\frac{\pi}{L}$$

بما أن :

$$\omega_n = K_n v$$

$$\omega_n = \frac{n\pi}{L} v \quad \text{..........} \quad (4.11)$$

حيث v هي سرعة الطور للموجة المستعرضة على طول السلك، وكل نمط مميز بقيمة مفردة (n=1,2,3...) وتردد فريد.

إن أشكال أنماط الأشعة داخل الفجوة المعدنية تشبه تلك المعطية بمعادلة **(4.10)** مع فارق واحد وهو أن الأنماط داخل الفجوة يمكن تمييزها بثلاث قيم مفردة غير سالبة وهي (l، n، m)، وبذلك فإن خصائص الترددات يمكن كتابتها على الصورة التالية والتي تشبه معادلة **(4.11)**.

$$\omega_{l,n,m} = c\frac{\pi}{L}\sqrt{l^2 + n^2 + m^2} \quad \text{..........} \quad (4.12)$$

حيث L في هذه الحالة هو طول ضلع المكعب، c سرعة الضوء. الذي يجب أن نلاحظه في معادلة **(4.12)** هو أنَ جميع الأنماط ليست لها ترددات مميزة، فمثلا نلاحظ أن الثلاثة أنماط (n=1،m=2،l=1)، (n=2،m=1،l=1) و(n=1،m=1،l=2) لها نفس التردد والذي يساوي $\omega = c\frac{\pi}{L}\sqrt{6}$. أن عدد الأنماط التي لها نفس التردد (تردد مشترك) في هذا المثال هو ثلاثة ويسمي بالتفكك النمطي ويرمز لها بالرمز $N(\omega)$، ويساوي ضعف عدد الطرق التي من خلالها الأعداد (m،n،l) في معادلة **(4.12)** يمكن اختيارها للحصول على نفس القيمة لتردد ω. أن المعامل ضعف **(2)** جاء عن الحقيقة بأن الضوء هو عبارة عن موجة مستعرضة وله حالتا استقطاب.

ولنفترض الآن أن متوسط الطاقة الحرارية لنمط ما عند درجة حرارة معينة يمكن تعيينها عن طريق ترددها، أي أن:

$$\overline{\varepsilon}_{l,m,n} = \overline{\varepsilon}(\omega)$$

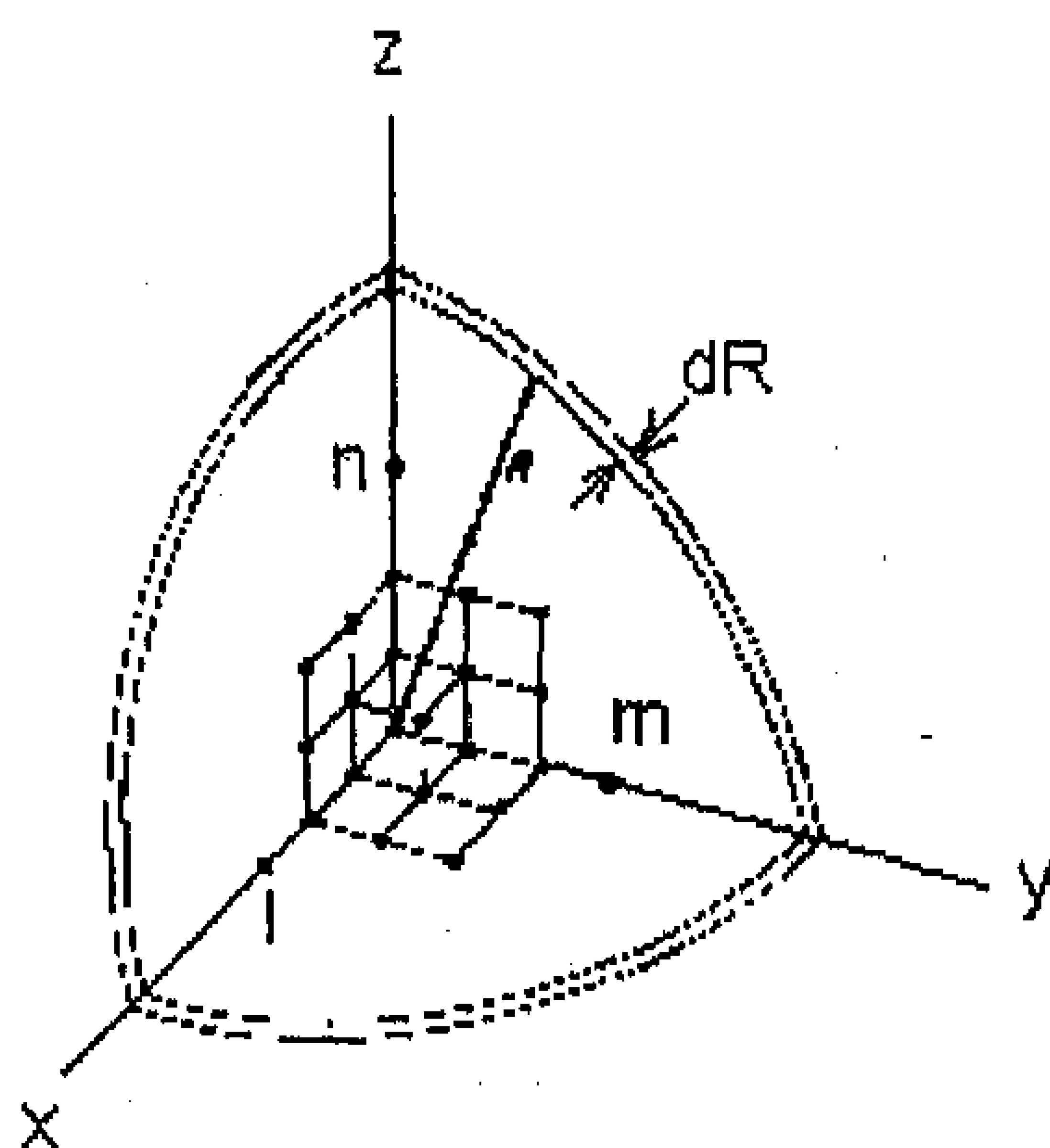
وإذا ما رغبنا في حساب الطاقة الكلية E التي تحملها الأنماط المختلفة فإن:

$$E = \sum_{\omega} \bar{\varepsilon}(\omega) N(\omega) \quad \textbf{(4.13)}$$

تشير هذه المعادلة إلى أن الطاقة المحتوية في الأنماط والتي ترددها ω هي عبارة عن طاقة كل نمط $\bar{\varepsilon}(\omega)$ مضروبا في عدد الأنماط N(ω) التي لها نفس التردد. وبذلك يمكن الحصول على الطاقة الكلية عن طريق إجراء عملية الجمع حول جميع الترددات. قبل البدء في عملية الجمع هذه نلقي نظرة حول التمثيل الرياضي لهذا النظام الفيزيائي. يمكن تمثيل الأنماط داخل الفجوة بيانيا وذلك برسم القيم الصحيحة (n،m،l) التابعة لها على هيئة نقاط في الثمن الأول من الفراغ، حيث يتم رسم النقاط n،m،l على المحاور z،y،x على التوالي كما هو موضح في شكل **(4.3)**. وبذلك يمكن تعيين تردد الأنماط عن طريق معرفة المسافة من نقطة الأصل إلى نقطة النمط أي أن:

$$\omega = (c\frac{\pi}{L})R$$

$$R = \sqrt{l^2 + m^2 + n^2}$$



شكل (4.3)

رسم الأنماط كنقاط في الثمن الأول من الفراغ

لقد أشرنا سابقا أن تفكك النمط N(ω) يساوي ضعف عدد نقاط الأنماط الواقعة في كرة نصف قطرها R في الثمن الأول. وفي حالة الشعاع الحراري فإن نقاط الأنماط السائدة والتي تهمنا تقع بعيدة عن نقطة الأصل، أي أنها عالية التردد وتقع في منطقة دون الحمراء أو فوقها وأن الفراغات بين هذه الأنماط تكون متقاربة بحيث يمكن اعتبارها جزء مستمر من منطقة ما، وبذلك يمكن أن نمثل عدد الأنماط في الجزء الفاصل بين $\omega+d\omega,\omega$ بالاتي:

$$dN = G(\omega)d\omega \qquad (4.14)$$

حيث G(ω) هي كثافة الأنماط والتي سوف يتم حسابها مستقبلا، وبذلك فإن الطاقة الكلية داخل الفجوة **(4.13)** تأخذ الصورة المبسطة:

$$E = \int \bar{\varepsilon}(\omega)dN = \int \bar{\varepsilon}(\omega)G(\omega)d\omega \qquad (4.15)$$

لكي نحسب G(ω) علينا أن نلاحظ أن dN تمثل حجم الفراغ المتكون من أعداد صحيحة داخل القشرة التي نصف قطرها R وسمكها dR في الثمن الأول من الكرة، أي أن:

$$dN = 2.\frac{1}{8}.4\pi R^2 dR = \pi R^2 dR \qquad (4.16)$$

حيث المقدار 2 جاء من تصورنا الفيزيائي وليس الرياضي وهو إنه يجب إضافة درجتي الاستقطاب. وباستخدام العلاقة $\omega = (\frac{c\pi}{L})R$ التي تم اشتقاقها فإننا نحصل على:

$$dR = (\frac{L}{c\pi})d\omega, R = (\frac{L}{c\pi})\omega$$

وبالتعويض في معادلة **(4.16)** :

$$dN = \frac{V}{c^3\pi^2}\omega^2 d\omega$$

حيث $V=L^3$ هو حجم الفجوة، ومن تعريفنا لكثافة الأنماط معادلة (4.12) :

فإن: $G=\dfrac{dN}{d\omega}=\dfrac{V}{c^3\pi^2}\omega^2$

وبالتعويض في معادلة (4.15) نحصل على الكثافة الكلية للطاقة:

$$\varepsilon=\frac{E}{V}=\frac{1}{c^3\pi^3}\int_0^\infty\bar{\varepsilon}(\omega)\omega^2 d\omega=\int_0^\infty\rho(\omega)d\omega$$

والتي من خلالها يتم تعريف كثافة الطيف:

$$\rho=\frac{1}{c^3\pi^3}\bar{\varepsilon}(\omega)\omega^2$$

وإذا ما أخذنا في الاعتبار أن متوسط الطاقة $\bar{\varepsilon}(\omega)$ لكل نمط يعتمد على درجة الحرارة $\bar{\varepsilon}(\omega,T)$

فإن:

$$\rho(\omega,T)=\frac{1}{c^3\omega^3}\bar{\varepsilon}(\omega,T)\omega^2 \quad \cdots\cdots\cdots \quad (4.17)$$

لحساب $\bar{\varepsilon}$ يستخدم التماثل بين النمط والحركة التوافقية البسيطة بتردد طبيعي ω. حيث تم افتراض أن الهزاز له طبيعة كلاسيكية. في الحقيقة إن هذا الافتراض هو الأساس لنظرية رليج وجين التي سوف نتناولها فيما يلي.

4.4 نظرية رليج وجين الكلاسيكية

The Rayleigh - Jeans (Classical) Theory

نفترض أن لدينا مجموعة من الهزازات التي لها نفس التردد ω و ذات طاقات متغيرة. فحسب قانون بولتزمان الكلاسيكي إن الجزء من هذا المجموع من الهزازات والتي طاقته ε يتناسب مع $e^{-\frac{\varepsilon}{KT}}$ حيث K هو ثابت بولتزمان (K=1.38x10-16 erg/deg)

وبذلك يمكن حساب الطاقة المتوسطة باستخدام الميكانيكا الإحصائية الكلاسيكية:

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon e^{-\varepsilon/KT} dpdx}{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\varepsilon/KT} dpdx} \quad \cdots\cdots \quad \textbf{(4.18)}$$

وبالتعويض عن $\varepsilon = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2$ وإجراء عملية التكامل بالاستعانة بالتكامل التالي:

$$\int_0^{\infty} e^{-r^2x^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}r$$

$$\int_0^{\infty} x^2 e^{-r^2x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{4r^3}$$

نحصل على:

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = KT \quad \cdots\cdots \quad \textbf{(4.19)}$$

نلاحظ أن هذه المعادلة لا تعتمد على (ω)، حيث تعتبر هذه النتيجة مهمة جدا؛ لأنها تدل على إنه مهما تغيرت الطاقة باستمرار فإن متوسط الطاقة لا يعتمد على تردد الهزازات المفترضة. وبذلك فإن الكثافة الطيفية:

$$\rho(\omega,T) = \frac{1}{c^3\pi^3}\bar{\varepsilon}(\omega,T)\omega^2 = \frac{1}{c^3\pi^3}KT\omega^2 \quad \cdots\cdots \quad \textbf{(4.20)}$$

وتسمي بكثافة الطيف لرليج وجين. وبمقارنة هذه المعادلة بقانون وين **(4.3)** نستنتج أن:

$$F(\frac{\omega}{T}) = \frac{K}{c^3\pi^3}(\frac{\omega}{T})^{-1}$$

وبذلك فإن معادلة الكثافة الطيفية (**4.20**) يمكن أن تأخذ الصورة التالية:

$$\rho_{RJ} = \omega^3 F_{RJ}(\frac{\omega}{T}) \quad \text{(4.21)}$$

نلاحظ أن معادلة رليج وجين تتفق مع قانون وين ولكنها غير مقبولة للتعبير عن الكثافة الطيفية للجسم المعتم للأسباب التالية:

1. إن الرسم البسيط للقيم ρ(ω،T) يوضح أن الكثافة ليس لها قيمة عظمي ولكنها تئول إلى ما لانهاية وهذا يتعارض مع قانون الإزاحة.
2. الكثافة الكلية للطاقة ε كذلك تئول إلى ما لانهاية وهذا يتعارض مباشرة مع قانون ستيفن. إن الصعوبة في هذه النقطة ناتجة عن أن التكامل يتباعد (diverges) عند ترددات عالية، تعرف هذه الظاهرة "بالكارثة فوق بنفسجية" (Ultraviolet Catastrophic).

4.5 نظرية الكم لبلانك Planck's (Quantum) Theory

إن الأسلوب الذي اتبعه بلانك لتحليل طيف الجسم الأسود قريب جدا من ذلك الذي اتبعه رليج وجين، مع استثناء واحد وهو فرض بلانك بأن طاقة الهزاز يجب أن تكون مكماة (quantized) أي أن:

$$\varepsilon_n = nh\omega \quad \text{(4.22)}$$

حيث $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ و h ثابت بلانك، n=0,1,2,3....، وبذلك فإن متوسط الطاقة الحرارية والمماثلة لتلك في معادلة (**4.20**) يمكن كتابتها باستخدام قانون بولتزمن على النحو التالي:

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n e^{-\varepsilon_n/KT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\varepsilon_n/KT}} \quad \text{(4.23)}$$

يمكن حساب هذا المقدار إذا ما لاحظنا أن هذه المعادلة يمكن كتابتها على الصورة التالية:

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = -\frac{\partial}{\partial\beta}\ln\sum_{n=0}^{\infty}\exp(-\beta\varepsilon_n) \qquad (4.24)$$

حيث $\beta = \frac{1}{KT}$ وباستخدام معادلة **(4.22)** وكذلك استبدال الجمع:

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta n\hbar\omega} = \sum_{n=0}^{\infty}[\exp-\beta\hbar\omega]^n$$

والآن نفترض أن $y = e^{-\beta\hbar\omega}$ وبذلك فإن الجمع يتبع السلسلة البيانية التالية

$$\sum_{n=0}^{\infty} y^n = \frac{1}{1-y}$$

وبالتعويض في معادلة **(4.24)**:

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = -\frac{\partial}{\partial\beta}\ln\frac{1}{1-e^{-\beta\hbar\omega}}$$

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = \frac{\hbar\omega}{e^{\beta\hbar\omega}-1} \qquad (4.25)$$

نلاحظ أن شرط التكمية **(4.22)** قد قادنا إلي معادلة الطاقة المتوسطة للهزاز والتي تعتمد على كل من T، ω، وبالتعويض في معادلة الكثافة الطيفية **(4.17)** نحصل على:

$$\rho(\omega,T) = \frac{\omega^2}{c^3\pi^3}\frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/KT}-1} = \omega^3 F_p(\frac{\omega}{T}) \qquad (4.26)$$

حيث:

$$F_p(\omega,T) = \frac{\hbar}{c^3\pi^3}[e^{\frac{\hbar\omega}{KT}}-1]^{-1}$$

معادلة **(4.26)** مماثلة لقانون وين. ولكن هذه المرة فإن دالة بلانك $F_p(\omega,T)$

تقودنا إلي الكثافة الطيفية التي تتفق مع الملاحظات التجريبية أي شكل (**4.2**)، وإن كلًا من قانون الإزاحة وقانون ستيفن بولتزمن يمكن اشتقاقهما مباشرة من علاقة بلانك.

لإجراء مقارنة بين النظرية والتجربة، من الأفضل أن يعاد كتابة كثافة الطيف بدلالة طول الموجة بدلا من التردد. حيث نعرف $\rho(\lambda،T)$ بأنه الطاقة المحمولة بواسطة الموجة ما بين λ ، $\lambda + d\lambda$ ، أي أن:

$$\rho(\lambda,T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5}[\exp(\frac{hc}{\lambda KT}) - 1]^{-1} \quad \cdots\cdots \quad \textbf{(4.27)}$$

حيث تم التوصل إلي توافق ممتاز بين النظرية والتجربة عند التعويض عن ثابت بلانك ($h = 6.63x10^{-27} erg - K$) نلاحظ مما سبق أنه للتغلب على الصعوبات التي واجهت النظرية الكلاسيكية كان من الضروري أن نحدد كمية طاقة الهزاز حسب معادلة (**4.22**) $\varepsilon_n = n\hbar\omega$.

مثال (4.3):

نفرض أن:

$\nu = 5.0x10^{14} Hz, T = 5000K$ ·

احسب متوسط الطاقة للهزاز حسب نظرية بلانك؟

الحل:

بهذه القيم لكل من التردد ودرجة الحرارة نحصل على:

$$h\nu = 6.63x10^{-34} J.sx5.0x10^{14} / s$$
$$= 3.32x10^{-19} J$$
$$KT = 1.38x10^{-23}(J/K)x5000K$$
$$= 6.90x10^{-20} J$$

والآن نستعمل معادلة **(4.25)**:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/KT} - 1} = \frac{3.32x10^{-19} J}{\exp(3.32x10^{-19} J / 6.90x10^{-20} J) - 1}$$
$$= 2.7x10^{-21} J$$

واضح أن متوسط الطاقة هذه أصغر بكثير من قيمة KT حسب النظرية الكلاسيكية.

مثال (4.4):

عند درجة الصفر المطلق نتوقع أن متوسط الطاقة للهزاز تساوي الحالة الدنيا. عند أي درجة حرارة سوف يكون متوسط الطاقة للهزاز يساوي طاقة المستوي hυ فوق مستوي الحالة الدنيا؟

الحل :

نلاحظ من معادلة **(4.25)** أن شرط متوسط الطاقة يساوي hυ هو أن:

$$\frac{h\nu}{KT} = \ln 2$$
$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} = \frac{h\nu}{e^{\ln 2} - 1} = \frac{h\nu}{2 - 1} = h\nu$$

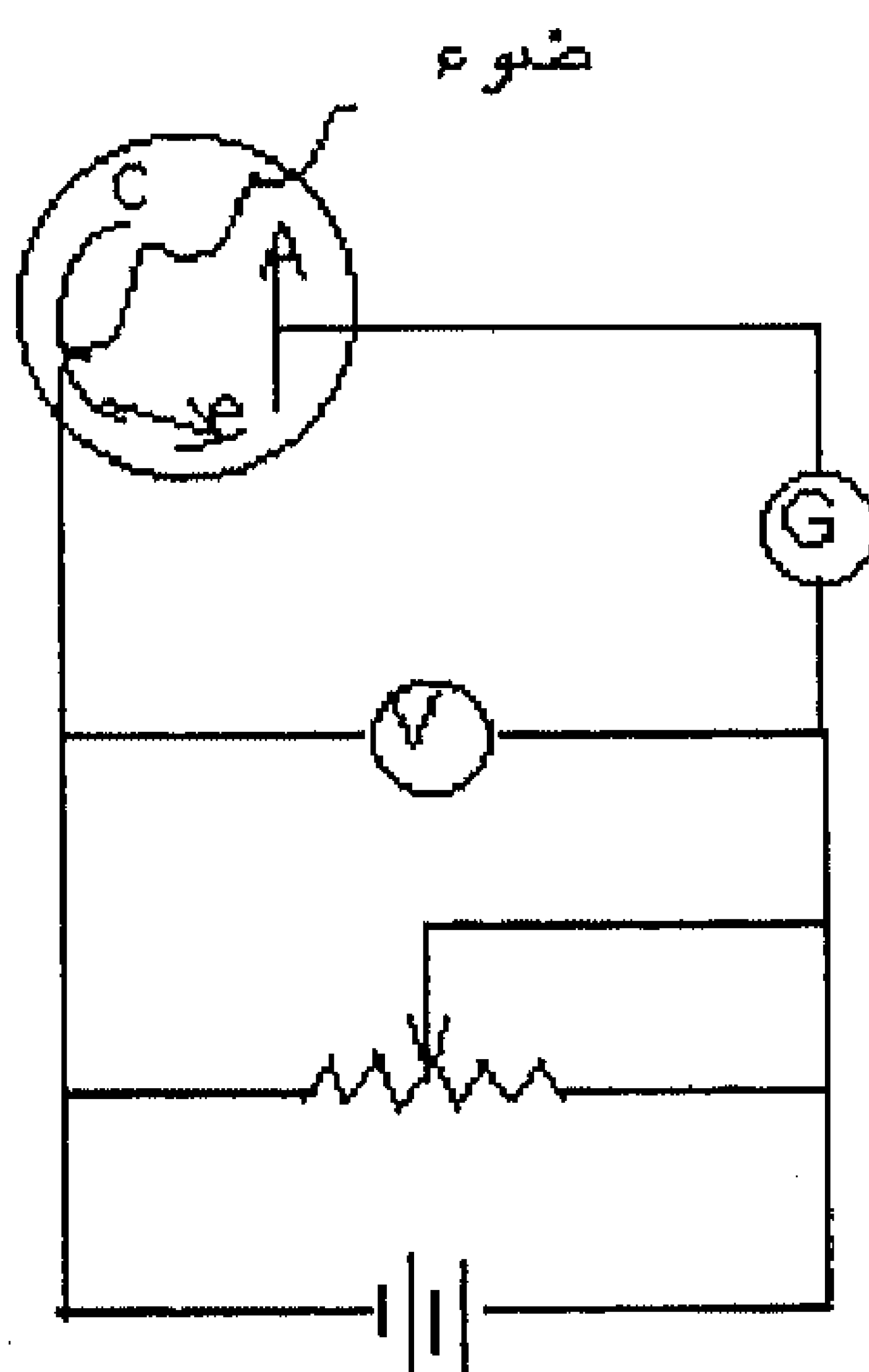
أي أن:

$$T = \frac{h\nu}{K(\ln 2)} = \frac{h\nu}{8.617x10^{-5} eV / K(.693)}$$
$$= \frac{h\nu}{6} x10^{5}$$

حيث hυ مقاسة eV ودرجة الحرارة بالدرجة المطلقة، أي أنه إذا كانت مستويات الطاقة للهزاز مفصولة بمقدار $6x10^{-5} eV$ فإنه درجة 1K تكون كافية لرفع متوسط الطاقة للهزاز إلي حالة التهيج الأولي. أما إذا كان الفرق بين المستويات هو 6eV فإننا نحتاج إلي 100000 K.

4.6 التأثير الكهروضوئي Photoelectric Effect

من المعروف أن المواد تتكون من ذرات والتي بدورها تحتوي على إلكترونات وبروتونات ونيوترونات. وفي حالة المعادن فإن بعض الإلكترونات تكون حرة في تنقلها بين الذرات داخل المعدن. وإن أقل طاقة مطلوبة لتحرير إلكترون واحد من المعدن تعرف بدالة الشغل للمعدن (w). أما الطاقة اللازمة لهذا الانبعاث الإلكتروني يمكن تزويدها إما حراريا (كما هو الحال في الانبعاث الأيوني الحراري)، أو عن طريق التصادم بين الجسيمات المعجلة (يعرف بالانبعاث الثنائي)، أو عن طريق الإشعاع الكهرومغنطيسي (يعرف بالانبعاث الضوئي)، في هذا الجزء من هذا الباب سوف ندرس العملية الأخيرة وهو ما يعرف بالتأثير الكهروضوئي كما هو موضح في شكل (**4.4**). والسبب في تناولنا لهذا الموضوع أنه سيلقي بعض الضوء على التطورات الأولي في نظرية الكم الميكانيكي.



شكل (4.4)

يوضح الدائرة الكهربية لملاحظة التأثير الكهروضوئي

حسب النظرية الكلاسيكية تتناسب طاقة الموجة الكهرومغنطيسية مع مربع سعة الموجة. ولذلك فإن أي تردد ذو سعة كافية سوف يكون قادرا على تزويد الطاقة اللازمة لانبعاث الإلكترونات. ولكن وجد تجريبيا أن أي زيادة في السعة لا تتسبب في بدء عملية الانبعاث الضوئي. ولكنه على عكس توقع النظرية الكلاسيكية فإن الانبعاث الضوئي ينتج عن طريق زيادة التردد إلي ما بعد تردد العتبة (Threshold) (ν_0)، حيث وجد تجريبيا أن تردد العتبة يتناسب طردا مع دالة الشغل. أول تفسير لظاهرة التأثير الكهروضوئي جاء عن طريق إينشتاين (1905) ففي نظريته الكمية للضوء اقترح أن الضوء له خواص الجسيم وأنه يتكون من محددات ضوئية أو ما يسمي بالفتون وله الخواص التالية:

سرعته = c   طاقته = νh

كتلته = 0   كمية حركته = $\frac{h}{\lambda}$ حيث $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$

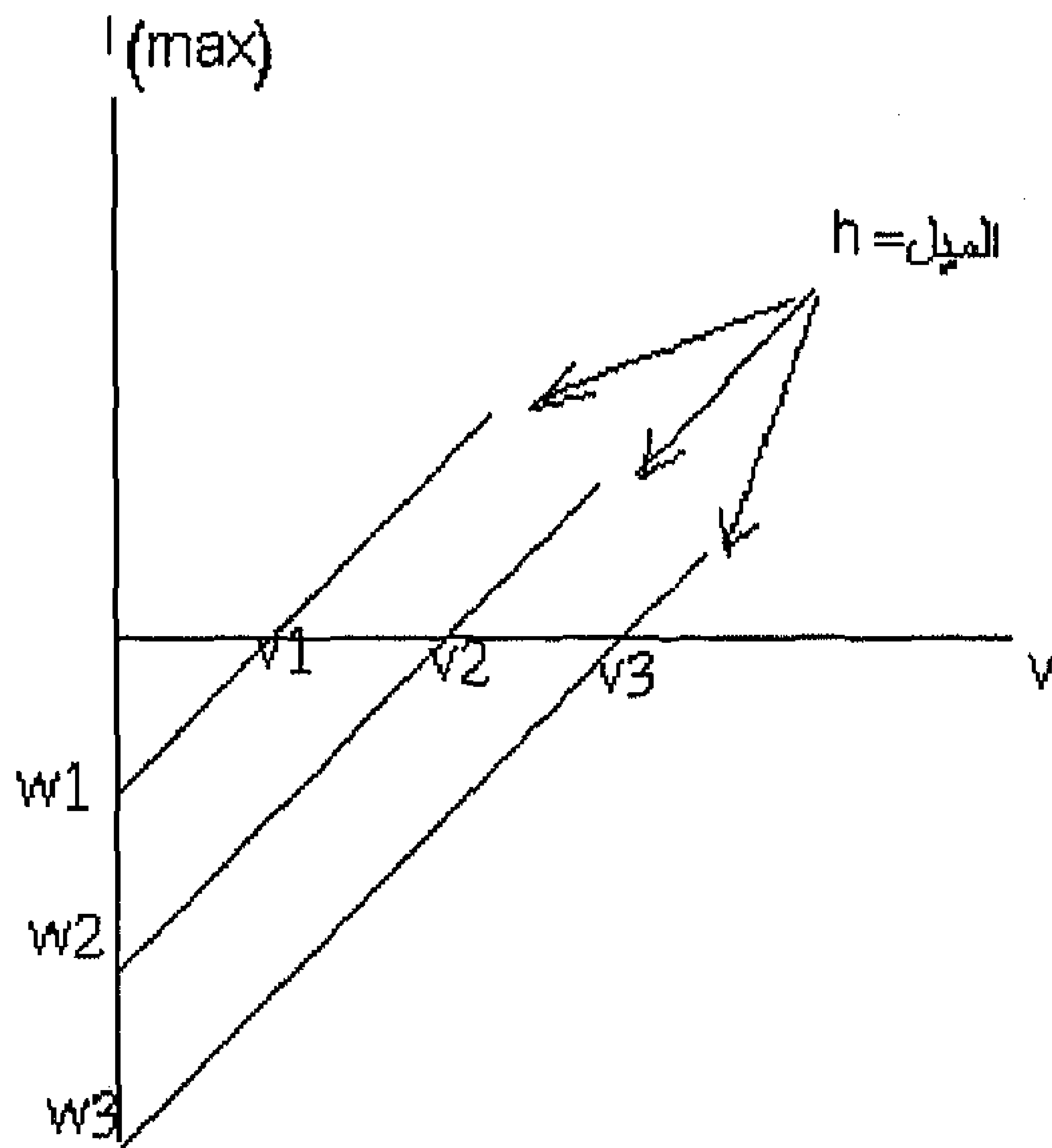
فحسب مفهوم إينشتاين أن الإلكترون يكتسب طاقة عن طريق امتصاص فتون واحد، وبذلك فإن أقل كمية طاقة فتون لازمة لتحرير إلكترون واحد هي :

$$\varepsilon_{\min} = h\nu_0 = w \quad \text{(4.28)}$$

وإذا كانت طاقة الفتون الساقط أكبر من $h\nu_0$ فإن الزيادة في الطاقة سوف تظهر على شكل طاقة حركة للإلكترون المقذوف. ولذلك فإن زيادة شدة الإشعاع الضوئي سوف يؤدي إلي زيادة في عدد الفوتونات الساقطة والذي ينتج عنه مضاعفة عدد الإلكترونات الفوتونية (photoelectrons) المنبعثة، وإن أكبر قيمة لطاقة الحركة المتوفرة لكل إلكترون حسب معادلة إينشتاين للكهروضوئي:

$$T_{\max} = h\nu - w = h(\nu - \nu_0) \quad \text{(4.29)}$$

والآن إذا رسمنا أعظم قيمة ملحوظة لطاقة الحركة T_{max} مع التردد للموجة الساقطة على عدة معادن، فإننا نتحصل على علاقة خطية تتفق مع معادلة **(4.29)** حيث جميع الخطوط لها ميل مشترك h ولكن تختلف في نقاط تقاطعها مع المحور الرأسي وذلك حسب دالة الشغل الخاصة بكل معدن كما هو موضح في شكل **(4.5)**. وإن قيمة h الحاصل عليها تجريبيا تتفق تماما مع تلك الحاصل عليها من نتائج إشعاع الجسم الأسود.



شكل (4.5)

يوضح رسم لمعادلة التأثير الكهروضوئي لثلاثة معادن، ويوضح دالة الشعل والترددات الحرجة

إن التفسير الدقيق لنظرية إينشتاين لهذه الظاهرة يحتاج إلي بحث عميق في عملية الانبعاث الضوئي باستخدام ديناميكا الكم. فهناك معادلات معقدة تم اشتقاقها لإعطاء تفسير مقنع لهذا التأثير.

مثال (4.5):

إذا كانت دالة الشغل لمادة الزنك تساوي $6.8x10^{-19}J$ احسب تردد العتبة لانبعاث إلكترون ضوئي من عنصر الزنك؟ وكذلك طول موجة العتبة؟

الحل:

حسب معادلة **(4.28)**:

$$h\nu_o = w$$

$$\nu_o = \frac{w}{h} = \frac{6.8x10^{-19}J}{6.63x10^{-34}J.s}$$

$$= 1.0x10^{15}Hz$$

$$\lambda_o = \frac{c}{\nu_o} = \frac{3x10^8 m/s}{1x10^{15}Hz} = 3x10^{-7}m = 3000\overset{o}{A}$$

مثال (4.6):

إذا كان الجهد المعاكس اللازم لوقف الإلكترونات الضوئية يساوي 2.5V عند سقوط ضوء طول موجته $4000\overset{o}{A}$ على معدن (a) احسب طاقة الحركة لأسرع إلكترون ضوئي؟ (b) احسب دالة الشغل لهذا المعدن ؟ (c) احسب تردد العتبة لهذا المعدن؟

الحل:

a) تعرف طاقة الحركة لأسرع إلكترون بالاتي:

$$T_{max} = eV = 2.5eV = 1.6x10^{-19}Cx2.5V$$

$$= 4.0x10^{-19}J$$

b) طاقة الفوتون الساقط:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{2x10^{-25}J-m}{4.0x10^{-7}m} = 5.0x10^{-19}J$$

$$w = h\nu - T_{max} = 5.0x10^{-19}J - 4.0x10^{-19}J$$

$$= 1.0x10^{-19}J = 0.63eV$$

c) تردد العتبة يمكن حسابه كالاتي:

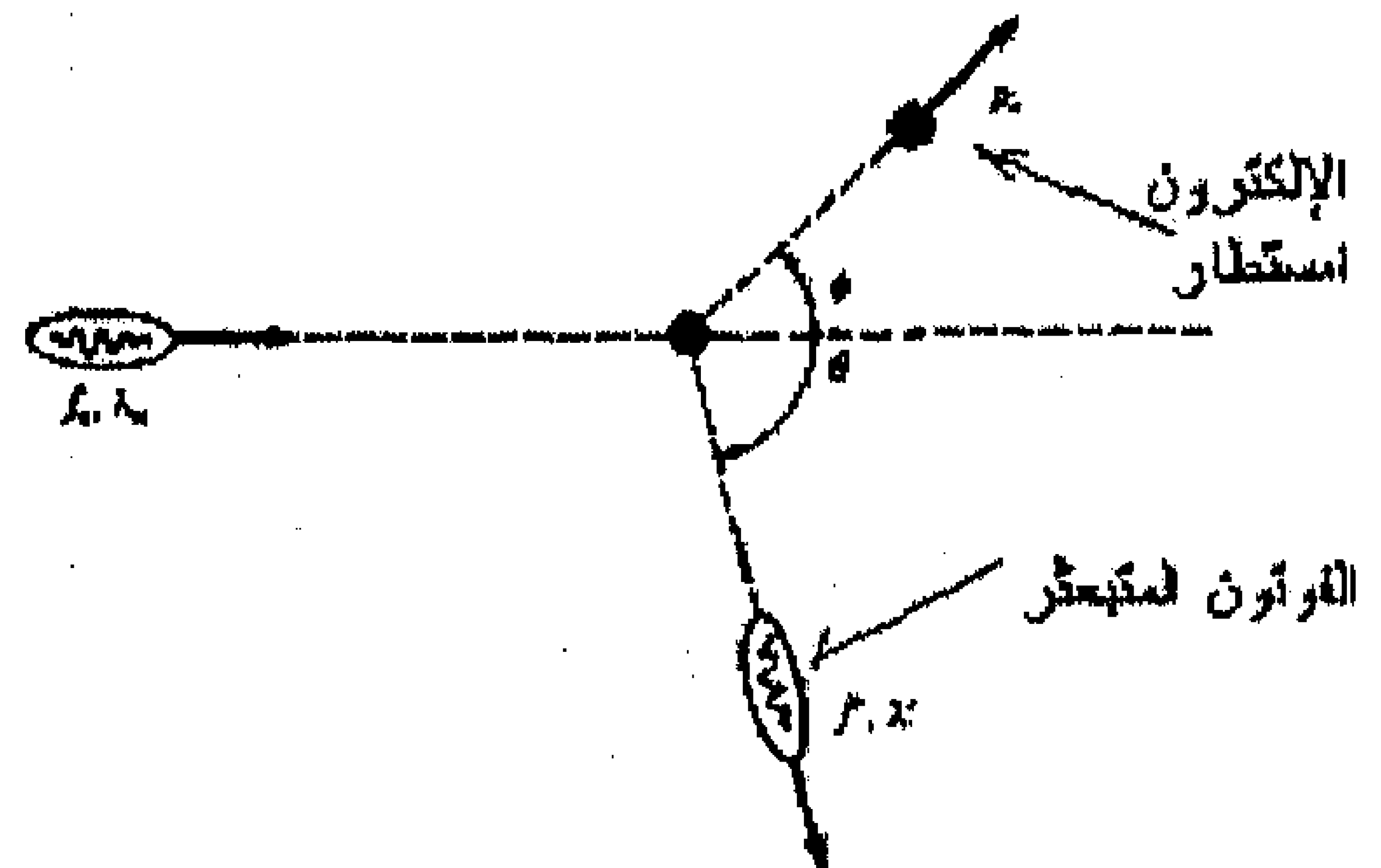
$$\nu_o = \frac{w}{h} = \frac{1.0x10^{-10}J}{6.6x10^{-34}J-s} = 1.5x10^{14}Hz$$

4.7 تأثير كمبتن Compton Effect

يمكن تطبيق نظرية الكم الضوئي لأينشتاين في دراسة استطارة (scattering) فوتونات الأشعة السينية من الإلكترونات الحرة. من ناحية عملية يمكن اعتبار الإلكترونات داخل المعدن مقيدة، ولكن بما أن الطاقة التابعة للأشعة السينية أكبر بكثير من دالة الشغل (w) فإنه يمكن اعتبار الإلكترونات داخل المعدن حرة الحركة. فعند معاملتنا لهذا التأثير من ناحية كلاسيكية فإنه يطلق عليه باستطارة طمسون (Thomson Scatternig). وفي هذه الحالة فإن الإشعاع الساقط والإشعاع المنحرف لديهما نفس التردد، وإن شدة الإشعاع المستطار يتناسب مع زاوية الاستطارة حسب المعادلة التالية:

$$I \propto I_0 (1 + \cos^2 \theta)$$

حيث I_0 شدة الإشعاع الساقط. ولكن وجد أنه عند انحراف الأشعة السينية بواسطة الإلكترونات داخل معدن رقيق فإن كلا من التوقعيين السابقين لا يتحققان. حيث وجد أن الأشعة المنحرفة سوف تعاني من انخفاض في التردد، وأن العلاقة التي يمكن أن نصف بها شدة الأشعة المستطارة هي أكثر تعقيدا من العلاقة السابقة المعطاة كلاسيكيا. وقد تم تفسير الانخفاض في تردد الأشعة السينية المسنطارة لأول مرة سنة (1923) عن طريق كمبتن باستخدام نظرية الكم الضوئي لأينشتاين. حيث عامل كمبتن هذه الاستطارة على إنه تصادم بين الفوتون والإلكترون الحر الذي كان في حالة استقرار كما في شكل (4.6).



شكل (4.6)

يوضح استطارة الأشعة عند سقوطها على الإلكترون وذلك حسب نظرية الكم

والآن لحساب الانخفاض في التردد نستخدم قانوني بقاء الطاقة وكمية الحركة.

أولًا: قانون بقاء الطاقة ، حيث:

الطاقة الكلية قبل التصادم = الطاقة الكلية بعد التصادم

$$h\nu = h\nu' + T \qquad \textbf{(4.30)}$$

حيث T هي طاقة الحركة للإلكترون المستطير.

ثانيا: قانون بقاء كمية الحركة :

كمية الحركة البدائية في اتجاه x = كمية الحركة النهائية في اتجاه x

$$\begin{aligned} P_{ph.} &= P'_{ph.}\cos\theta + P'_{elec.}\cos\vartheta \\ \frac{h}{\lambda} &= \frac{h}{\lambda'}\cos\theta + P'_{elec.}\cos\vartheta \end{aligned} \qquad \textbf{(4.31)}$$

أما في اتجاه y :

$$\begin{aligned} P'_{ph}\sin\theta &= P'_{elec.}\sin\vartheta \\ \frac{h}{\lambda'}\sin\theta &= P'_{elec.}\sin\vartheta \end{aligned} \qquad \textbf{(4.32)}$$

وباستخدام العلاقة النسبية بين كمية الحركة وطاقة الحركة

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}$$

حيث: $E = T + mc^2$

وبتربيع الطرفين في المعادلتين السابقتين نحصل على:

$$\begin{aligned} T^2 + 2T(mc^2) + (mc^2)^2 &= (P'_{elec.}c)^2 + (mc^2)^2 \\ T^2 + 2T(mc^2) &= (P'_{elec.}c)^2 \end{aligned} \qquad \textbf{(4.33)}$$

وبتربيع معادلتي (4.31) ، (4.32) يمكن التخلص من الحد الذي يحتوي على ϑ نحصل على:

$$\frac{h^2}{\lambda^2} - 2\frac{h^2}{\lambda\lambda'}\cos\theta + \frac{h^2}{\lambda'^2} = P'^2_{elec.}$$

ومن معادلة (4.30) وبالتعويض في معادلة (4.33) عن قيم كل من $T, T^2, P'_{elec.}$ نتحصل على:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1-\cos\theta) \qquad \text{(4.34)}$$

$$\lambda_c = \frac{h}{mc} = 0.024x10^{-8}cm$$

هذه المعادلة تعطي العلاقة بين طول الموجة المنحرفة λ' وزاوية الانحراف θ للفتون، أما الكمية λ_c تعرف بطول موجة كمبتن، وإن أعظم انحراف يمكن أن يحدث عندما $\theta=180$ وفي هذه الحالة فإن:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c$$

أما شدة الإشعاع المستطار فإنه يتفق مع علاقة كلـين - ونشينا بدلا من طمسن كما سبق الإشارة وهي تعتمد على نسبية ميكانيكا الكم لديناميكا الكهربية وهي معقدة جدًا.

مثال (4.7):

أشعة-X ذات طول موجة 10.0pm حدثت لها استطارة من هدف (a) أحسب طول موجة أشعة - X إذا كانت زاوية الاستطارة هي 45 درجة. (b) أوجد أعظم طول موجة الموجودة في أشعة-X المستطارة. (c) أوجد أعظم طاقة حركة للإلكترونات المرتدة.

الحل:

a) من معادلة **(4.34)**

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c(1-\cos\vartheta)$$
$$\lambda' = \lambda + \lambda_c(1-\cos 45)$$
$$= 10.0\,pm + 0.293\lambda_c$$
$$= 10.7\,pm$$

b) $\lambda' - \lambda$ تكون أكبر ما يمكن عندما:

$$(1-\cos\varphi) = 2$$

$$\lambda' = \lambda + 2\lambda_c = 10.0\,pm + 2x2.426\,pm$$
$$= 14.9\,pm$$

c) بما أن أكبر طاقة حركة مرتدة تساوي الفرق بين الطاقة الساقطة والمستطارة للفوتونات:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c(1-\cos\vartheta)$$
$$\lambda' = \lambda + \lambda_c(1-\cos 45)$$
$$= 10.0\,pm + 0.293\lambda_c$$
$$= 10.7\,pm$$

مثال (4.8):

إذا كانت أكبر طاقة معطاة للإلكترون أثناء استطارة كمتن هي 30 KeV، احسب طول موجة الفتون الساقط.

الحل: بما أن أكبر طاقة معطاة للإلكترون عندما φ=π وبذلك:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c = 2x0.0243 = 0.0486\,\mathring{A}$$

ومن معادلة **(4.30)**

$$h\nu - h\nu' = T = 30keV = 30\times10^{3}\times1.6\times10^{-19}J = 4.8\times10^{-15}J$$
$$\frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda'} = 4.8\times10^{-15}J$$
$$\frac{\lambda'-\lambda}{\lambda\lambda'} = \frac{4.8x10^{-15}J}{6.626x10^{-34}J-sx3x10^{8}m/s} = 2.4\times10^{10}m^{-1}$$
$$\frac{0.0486\mathring{A}}{\lambda(\lambda+0.0486\mathring{A})} = 2.4(\mathring{A})^{-1}$$
$$\lambda^2 + 0.0486\lambda - 0.02025 = 0$$
$$\lambda = \frac{1}{2}(-0.0486 \pm 0.289)$$
$$\lambda = 0.120\mathring{A}$$

4.8 نظرية الكم للمادة The Quantum Theory of Matter

في بداية الأمر تم تقديم نظرية الكم لفهم عملية الإشعاع كما ذكرنا في بداية هذا الباب، ولكن سرعان ما اتضح أن المادة يجب أن تكون مكماة كذلك (quantized)، فعلى سبيل المثال إن خواص أبسط الذرات وهي الهيدروجين لم يستطع تفسيرها عن طريق الميكانيكا الكلاسيكية. فحسب النظرية الكلاسيكية فإن إلكترون ذرة الهيدروجين يجب أن يتحرك في مدار هليجي (elliptical) حول النواة، ولكن من المعروف جيدا من النظرية الكلاسيكية إنه عند تعجيل جسيم مشحون سوف تنبعث منه طاقة إشعاعية وإن معدل هذا الإشعاع يمكن كتابته على الصورة التالية:

$$\frac{E}{t}=\frac{2e^2a^2}{3c^3}$$

حيث e هي الشحنة، وa العجلة، وc سرعة الضوء. وبما أن الإلكترون في ذرة الهيدروجين معجل باستمرار، فحسب النظرية الكلاسيكية يجب أن يفقد طاقة باستمرار نتيجة عملية الإشعاع، وبذلك فإن حركته سوف تكون حلزونية في اتجاه البروتون، ولكن هذا الانهيار في الذرة لم يحدث في الطبيعة حيث لم يلاحظ وجود إلكترون ذرة الهيدروجين على بعد أقل من $0.5\times10^{-8}cm$ عن البروتون. أما المأخذ الثاني عن النظرية الكلاسيكية، هو أن التردد الناتج عن الحركة الحلزونية يجب أن يتغير بالتدريج وبذلك فإن الطيف المنبعث يجب أن يكون مستمرا أي أن جميع الألوان يجب أن تنبعث باستمرار. ولكن التجارب المعملية دلت على أن طيف الهيدروجين يحتوي على ألوان مميزة أي محددة وليست مستمرة. وقد لاحظ العالم ريدبرج أن طول موجة الخطوط التي يحتويها طيف الهيدروجين عند انبعاثها تتفق مع المعادلة الافتراضية التالية:

$$\frac{1}{\lambda_{m,n}}=R(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}) \quad \text{(4.35)}$$

حيث $n,m=1,2,3,4........,m>n$ ، R يعرف بثابث ريدبرج وقيمته $1.0973732x10^{7}m^{-1}$ ، أول سلسلة تم اكتشافها عن طريق بالمر (Balmer) حيث n=2، أما سلسلة ليمن (Lyman) فإن n=1، و باشن (Paschen) فإن n=3، و سلسلة براكت (Brackett) فإن n=4 .أما سلسلة بفند(Pfund) فإن n=5 .

مثال (4.9):

احسب طول موجة الخط في سلسلة بالمر عندما n=3؟

الحل :

$$\frac{1}{\lambda}=1.09677x10^{7}m^{-1}(\frac{1}{2^{2}}-\frac{1}{3^{2}})$$

$$=15.23x10^{5}m^{-1}$$

$$\lambda=6.565x10^{-7}m=6565\overset{o}{A}$$

مثال (4.10):

احسب بالأنجسترم أقصر وأطول طول موجة في سلسلة ليمن للهيدروجين؟

الحل :

في سلسلة ليمن فإن n=1، m=2,3,4,…، وبذلك:

$$\frac{1}{\lambda}=1.09677x10^{7}m^{-1}(\frac{1}{1}-\frac{1}{m^{2}})$$

أطول موجة سوف يكون عندما m=2

$$\frac{1}{\lambda_{max}}=1.09677x10^{7}m^{-1}(\frac{1}{1^{2}}-\frac{1}{2^{2}})$$

$$=82.26x10^{5}m^{-1}$$

$$\lambda_{max}=1.215x10^{7}m \quad =1215\overset{o}{A}$$

أما أقصر موجة سوف يكون عندما $m=\infty$

$$\frac{1}{\lambda_{min}}=1.09677x10^{7}m^{-1}(1-\frac{1}{\infty^{2}})$$

$$=1.09677x10^{7}m^{-1}$$

$$\lambda_{min}=0.9118x10^{-7}=912\overset{o}{A}$$

4.9 إفتراضات دبروجلي de-Broglie Hypothesis

من المعروف أنه عند مرور الضوء بطول موجة معينة خلال محززة الحيود فإنه سوف يتداخل مع نفسه، حيث ينتج عن ذلك رسم حيودي (Diffraction pattern) والذي يمكن استقباله على حائل على هيئة تغيرات في شدة الإضاءة. هذه الظاهرة ليست محصورة على الضوء فقط ولكنها تحدث في جميع الأنظمة التي لها خواص الموجات مثل (الصوت، والماء....الخ). ولكن عندما يئول طول الموجة إلي الصفر فإن الخواص الشبيهة بالموجات والتي تعرف بالموجات البصرية سوف تختفي وعندها الموجات سوف تتصرف وكأنها شعاع، حيث تعرف هذه الحالة بالبصريات الهندسية. بمعني آخر عندما $\lambda \to 0$ بالمقارنة بأبعاد الجسم الساقطة عليه، فبدلا من الحصول على رسم تداخلي للموجات فإن الضوء يكون ضلا هندسيا للفتحة كما هو الحال عند سقوط الضوء على النافذة .

لقد اقترح العالم دبروجلي في أطروحته لدكتوراه (1924) بأن المادة تحمل خواص الموجات، حيث توقع بأنه يصحب تحرك كل جسيم حر موجة من خلال العلاقة التالية:

$$\lambda = \frac{h}{p} \qquad (4.36)$$

حيث p هي كمية الحركة، وh ثابت بلانك وقيمته صغيرة جدا ولذلك فإن الأجسام المنظورة مثل كرة حيث (p=mv=1) فإن الموجات المصحوبة لهذه الأجسام تكون قصيرة ولذلك فإن التأثيرات الموجة (مثل التداخلوالحيود...الخ) لهذه الأجسام تكون غير منظورة، وعلى العكس من ذلك فإن الأجسام المجهرية (مثل الإلكترون والبروتون) فإن أطوال الموجات التابعة لها سوف تكون طويلة ولذلك يمكن مشاهدة التداخل لهذه الموجات.

تعتبر خاصية الموجة للإلكترون أساسًا لعمل المجهر الإلكتروني، حيث يتم

التعديل البؤري في هذه الحالة عن طريق المجال الكهربي والمغنطيسي بدلا من العدسات العادية.

إن الطبيعة الكمية لعلاقة دبروجلي واضحة من خلال وجود ثابت بلانك، فعندما h تئول إلي الصفر سوف تختفي الخواص الشبيهة بالموجات حيث يعتبر ذلك كحد كلاسيكي. **الجدير بالملاحظة عند هذه النقطة إنه إذا نسبنا إلي النظرية الكمية بأن الضوء له خواص شبيهة بالجسيم فإنه ينسب إليه كذلك الخواص الشبيهة بالمادة. وتعتبر ازدواجية الموجة والجسيم جزءًا مكمل من النظرية الكمية لكل أشكال الطاقة إذا ما كانت مادة أو إشعاع.**

مثال (4.11):

احسب طول موجة دبروجلي لنيوترونات الحرارية (T=.05eV)

الحل:

باستخدام معادلة دبروجلي:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mT}}$$

$$= \frac{hc}{\sqrt{2(mc^2)T}}$$

$$\lambda = \frac{6.63x10^{-34} J.sx3x10^8 m/s}{\sqrt{2(1.67x10^{-27} Kgx9x10^{16} m^2/s^2)x(.05eV)x1.6x10^{-19} J/eV}}$$

$$= 1.28x10^{-10} m = 1.28 \overset{o}{A}$$

مثال (4.12):

نفرض أننا نرغب في فحص جسم حجمه 2.5 أنجسترم، ما هي أقل طاقة فوتنات لازمة لذلك:

الحل:

لكي تحدث عملية الاستطارة فإنه يجب أن يكون طول موجة الفوتون نفس رتبة الجسم أو أقل، وبذلك فإن أطول طول موجة يمكن أن يستعمل هو:

$$\lambda_{max} = 2.5\overset{o}{A}, E_{min} = h\nu_{min} = \frac{hc}{\lambda_{max}}$$

$$= \frac{12.4x10^3 eV.A}{2.5\overset{o}{A}} = 4.96x10^3 eV$$

مثال (4.13): أعد المثال السابق بالنسبة للإلكترونات بدلا من الفوتونات. **الحل:** كما هو في المثال السابق فإن أعظم طول موجة هو $\lambda_{max} = 2.5\mathring{A}$. وإن علاقة طاقة الحركة وكمية الحركة معطاة بالمعادلة التالية $p = \sqrt{2mT}$، وبذلك:	$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mT}}$ $T_{min} = \frac{h^2}{2m\lambda^2_{max}} = \frac{(hc)^2}{2(mc^2)\lambda^2_{max}}$ $= \frac{(12.4x10^3 eV.A)^2}{2(0.511x10^6 eV)(2.5A)} = 24.1eV$ وبمقارنة المثالين السابقين، نلاحظ أن الإلكترونات لها قدرة تحليلية أكبر من الفوتونات، ولهذا السبب فإن المجاهر الإلكترونية يمكن أن تصل إلي تكبيرات أكثر بكثير من المجاهر الضوئية.

4.10 نظرية بوهر للهيدروجين The Bohr Theory of Hydrogen

لقد تقدم بوهر (1913) بتفسيره لطبيعة الذرية للهيدروجين أي قبل افتراضات دبروجلي بزمن طويل، حيث افترض الاقتراحات التالية:

1. تدور الإلكترونات في مدارات دائرية حول النواة.
2. العزم الزاوي للمدارات المسموح بها يجب أن تكون مكماة حسب القاعدة التالية :

$$L_n = mv_n r_n = n\hbar \quad \textbf{(4.37)}$$

3. لا يشع الإلكترون أي طاقة أثناء حركته في نفس المدار ولكن تنبعث الأشعة أو تمتص عندما ينتقل الإلكترون من مدار إلي آخر وتكون هذه الطاقة مكماة.

يمكن فهم الافتراض الثاني لبوهر من خلال افتراضات دبروجلي، ولنفرض أنه في أي مدار يجب أن تكون موجة دبروجلي في نفس الطور مع نفسها، أي أن طول محيط المدار يجب أن يساوي عدد صحيح من أطوال الموجات أي :

$$2\pi r = n\lambda$$

باستعمال افتراض دبروجلي:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$

$$2\pi r = n\frac{\hbar}{mv} \qquad \text{(4.38)}$$

$$mv_n r = n\hbar \rightarrow v_n = \frac{n\hbar}{mr_n}$$

وهو الافتراض الثاني لبوهر:

والآن نحاول حساب طاقة الإلكترون في مداره وكذلك الطاقة الانتقالية بين المدارات.

الطاقة الكلية المسموح بها والتي هي عبارة عن (طاقة حركة بالإضافة إلي طاقة الوضع)

$$\varepsilon_n = \frac{1}{2}mv_n^2 - \frac{e^2}{r_n}$$

ولإيجاد الصيغة النهائية نستخدم قانون نيوتن للحركة الدائرية

القوة الكهربية لكولم تساوي قوة الطرد المركزي

$$F = ma, \frac{e^2}{r_n^2} = m\frac{v_n^2}{r_n} \rightarrow \frac{e^2}{r_n} = mv_n^2 \qquad \text{(4.39)}$$

وبالتعويض في معادلة الطاقة نحصل على:

$$\varepsilon_n = \frac{1}{2}mv_n^2 - mv_n^2 = -\frac{1}{2}mv_n^2$$

وبالتعويض في هذه المعادلة عن قيمة v_n من المعادلة (4.38) نحصل على :

$$\varepsilon_n = -\frac{1}{2}m(\frac{n^2\hbar^2}{m^2r_n^2})$$

$$\varepsilon_n = -\frac{n^2\hbar^2}{2mr_n^2}$$

أما:

$$r_n = \frac{e^2}{mv_n^2} = \frac{n^2\hbar^2}{me^2}$$

وبذلك فإن الطاقة الكلية:

$$\varepsilon_n = -\frac{me^2}{2\hbar^2 n^2} = \frac{\varepsilon_1}{n^2} \quad \text{.......} \quad (4.40)$$

و

$$r_n = an^2 \quad \text{.......} \quad (4.41)$$

حيث طاقة الحالة الدنيا:

$$\varepsilon_1 = \frac{me^2}{2\hbar^2} = -13.6ev$$

ونصف القطر الأول لبوهر :

$$a = \frac{\hbar^2}{me^2} \approx 0.53x10^{-8}cm$$

وأخيرًا باستخدام علاقة أينشتاين للفوتون ν =h ε نتحصل على خواص الترددات وأطول موجات طيف الهيدروجين:

$$h\nu_{mn} = \varepsilon_m - \varepsilon_n = |\varepsilon_1|(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})(n < m)$$

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = \frac{\nu_{mn}}{c} = \frac{|\varepsilon_1|}{hc}(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})(n < m)$$

المعادلة الأخيرة تتفق مع معادلة ريدبرج حيث ثابت ريدبرج يساوي:

$$R = \frac{|\varepsilon_1|}{hc}$$

مثال (4.14): أحسب طول موجة الفوتون الذي سوف ينبعث عندما يحدث لذرة الهيدروجين عملية انتقال من المدار n=5 إلي n=2 ؟ الحل: من نظرية بوهر فإن طاقة المستوي تساوي: $E_n = -\frac{13.6eV}{n^2}$	وبذلك: $E_2 = -\frac{13.6eV}{2^2} = -3.4$ $E_5 = -\frac{13.6eV}{5^2} = -0.544eV$ حسب افتراض بوهر فإن طاقة الفوتون المنبعث هي: $E = -0.544ev - (-3.4eV) = 2.86eV$ $\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{12.4x10^3 eV.A}{2.86eV} = 4340 \overset{o}{A}$

4.11 مبدأ التوافق The correspondence Principle

مع إن القوانين الكلاسيكية تبدو ملائمة بالنسبة لظواهر الكهرومغنطيسية المرئية، ولكن افتراضات بوهر بخصوص الإشعاع المنبعث من ذرة الهيدروجين لا تتفق مع الديناميكا الكهربية الكلاسيكية. فهذا يحتم علينا وجود حد تتفق فيه الديناميكا الكهربية الكمية مع الديناميكا الكهربية الكلاسيكية.

ولتوضيح ذلك نفترض وجود جسيم مشحون يتحرك في دائرة بانتظام. فحسب الديناميكا الكلاسيكية ينبعث إشعاع تردده يساوي تردد الدوران أي أن:

$$\nu_{rot} = \frac{v}{2\pi r}$$

وباستخدام العلاقات السابقة لكل من نصف القطر والسرعة للمدار n :

$$v_n = \frac{e^2}{n\hbar}, r_n = \frac{n^2\hbar^2}{me^2}$$

نتحصل على:

$$\nu_{rot} = \frac{1}{2\pi}\frac{(e^2/n\hbar)}{\frac{n^2\hbar^2}{me^2}} = \frac{1}{2\pi}\frac{me^4}{\hbar^3}.\frac{1}{n^3} \quad \text{.................................} \quad \mathbf{(4.42)}$$

ولكن حسب النظرية الكلاسيكية فإن تردد الأشعة والناتج عن انتقال الإلكترون بين مدارين متجاورين n،n+1:

$$\nu_n = \frac{\varepsilon_{n+1} - \varepsilon_n}{2\pi\hbar} = \frac{|\varepsilon_1|}{2\pi\hbar}[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2}] \quad \text{...........................} \quad \mathbf{(4.43)}$$

نلاحظ أن المعادلتين **(4.42)**، **(4.43)** غير متفقتين، ولكن إذا ما تفحصنا معادلة **(4.43)** عند الحد $n \to \infty$ فإن:

$$\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} = \frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \rightarrow_{n\to\infty} \frac{2}{n^3}$$

وبالتعويض في معادلة **(4.43)** نحصل على:

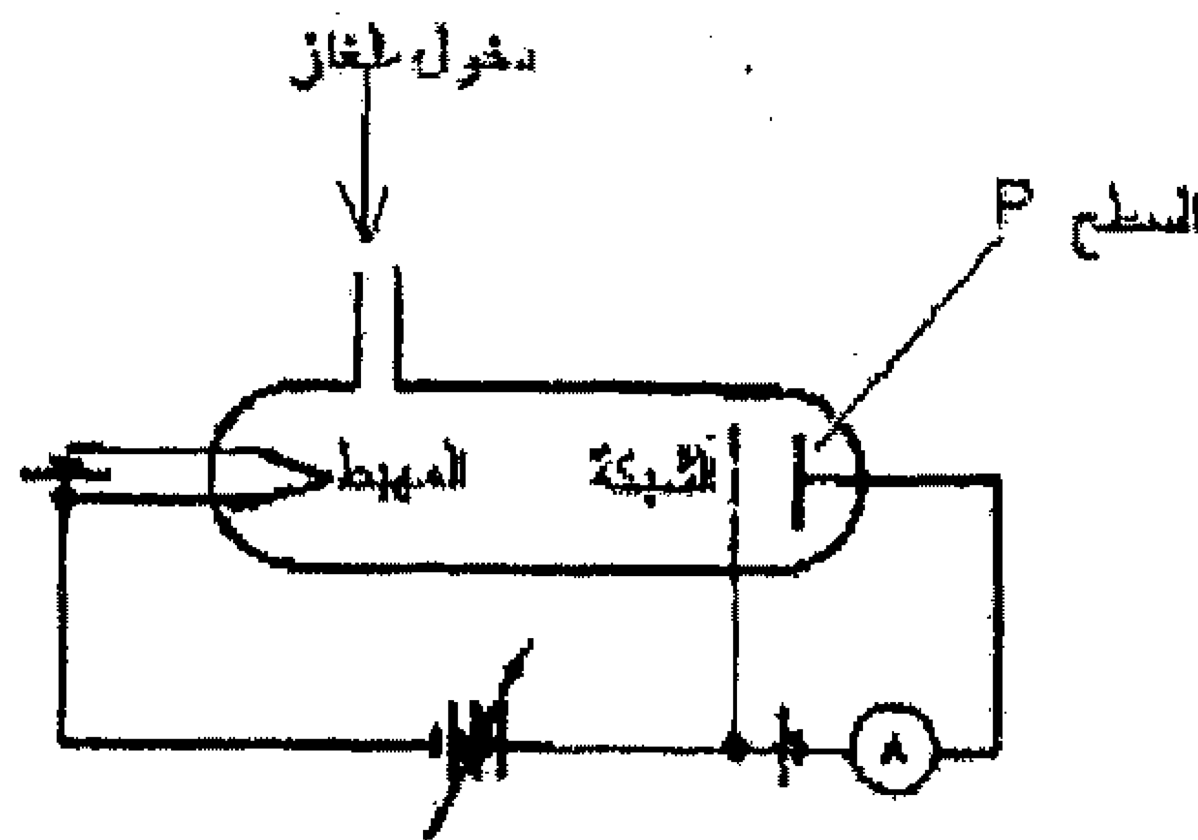
$$\nu_n = \frac{|\varepsilon_1|}{2\pi\hbar}\frac{2}{n^3}$$

$$= \frac{1}{2\pi}\frac{me^4}{\hbar^2}\frac{1}{n^3} = \nu_{rot}$$

أي أن عند الحد $n \to \infty$ فإن الترددات المنبعثة والمعطاة بالقوانين الكلاسيكية والكمية تتفق، وبذلك يمكن اعتبار $n \to \infty$ كحد كلاسيكي. معني ذلك من ناحية كلاسيكية عندما ينبعث إشعاع من جسيم مشحون، فإنه في الحقيقة ينتقل الجسيم بين مستويات طاقة متقاربة والتي يكون عددها الكمي (n) كبير جدا. ولكنه في تلك المنطقة فإن نسبة الفرق بين مستويات الطاقة إلي طاقة المستوي تكون صغيرة جدا ($\Delta\varepsilon/\varepsilon$) بحيث لا نلاحظ عملية التكمية.

4.12 تجربة فرانك ـ هرتز Franck - Hertz Experiment

لقد أضافت تجربة فرانك ـ هرتز سنة 1914 بعض المعلومات بخصوص تكمية طاقة الحالات المتوقعة حسب نظرية بوهر، وبذلك تعتبر هذه التجربة مهمة جدا لتأكيدها افتراضات بوهر. في هذه التجربة يتم اصطدام إلكترونات ذات طاقة حركة معلومة ببخار الزئبق. فقد وجد في هذه التجربة إنه عندما تكون طاقة الحركة للإلكترونات أقل من حالة التهيج الأولي لذرات الزئبق فإن المقدار المفقود من طاقة الحركة نتيجة التصادم تكون صغيرة جدا (جزء واحد لكل 10^5) حيث يتم نقل هذا المقدار إلي ذرات الزئبق الثقيلة عن طريق التصادم المرن. من جهة أخري عندما تكون طاقة الحركة للإلكترونات الساقطة أكثر بقليل من طاقة التهيج الأولي لذرات الزئبق فإنها تفقد كل طاقتها على هيئة تصادم غير مرن، وبمقارنة طاقة الحركة للإلكترونات قبل وبعد التصادم يمكن حساب كمية الطاقة المنتقلة إلي ذرات الهدف.

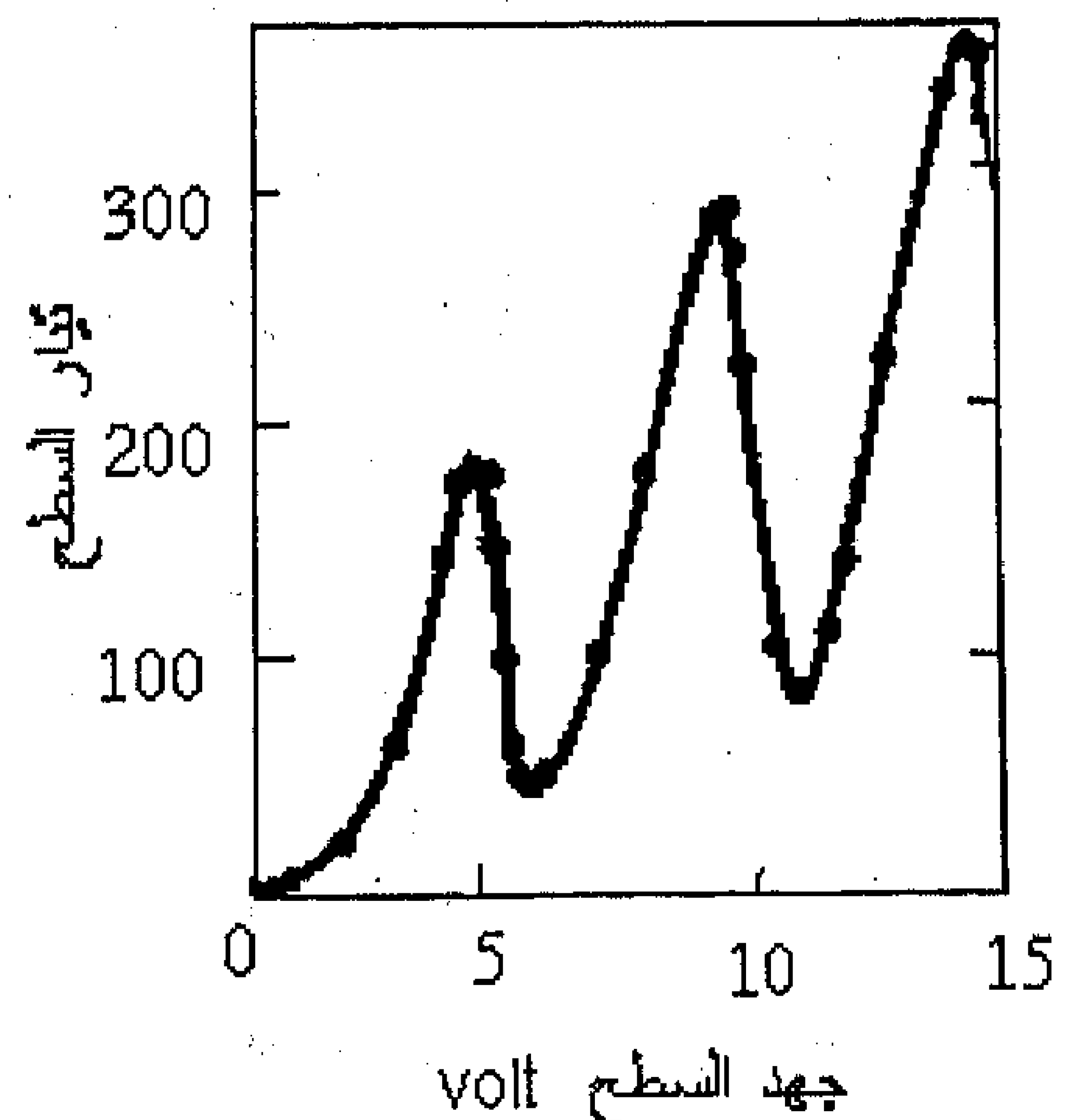


شكل (4.7)

يوضح الأدوات المستخدمة في تجربة فرانك-هرتز

أستخدم فرانك ـ وهرتز أدوات بسيطة في تجربتهما كما هو موضح في شكل **(4.7)**، يتم انبعاث الإلكترونات من المهبط الساخن، حيث يتم تعجيلها في اتجاه الشبكة والتي جهدها V_0 بالنسبة للمهبط. بعض الإلكترونات تمر خلال الشبكة وتصل إلي السطح p الذي يكون جهده أقل بقليل من جهد الشبكة $V_p=V_0-\ \Delta V$ وهو موجب، هذا الجهد المضاد البسيط يمنع الإلكترونات ذات طاقة الحركة البسيطة للوصول إلي السطح وبذلك لا تساهم في تيار السطح. تحتوي الأنبوبة على بخار الزئبق. في هذه التجربة يتم قياس تيار السطح كدالة في الجهد v_0 حيث لوحظ أنه بزيادة الجهد فإن التيار يزداد من 0 إلي أن يصل إلي مقدار حرج تقريبا 4.9 بالنسبة لزئبق في هذه النقطة يحدث انخفاض مفاجئ في التيار. وبزيادة الجهد فإن التيار يبدأ في الزيادة كما هو موضح في شكل **(4.8)**. لقد لاحظ كل من فرانك – وهرتز إنه عند الجهد الأول **(4.9)** فإن الطيف الخطى $2536\overset{0}{A}$ لزئبق يظهر في طيف الانبعاث لبخار الزئبق والذي يمكن التأكد منه كما يلي:

$$\lambda=\frac{hc}{ev_0}=\frac{1.25x10^4\,eV-\overset{0}{A}}{4.9eV}=2530\,\overset{0}{A}$$



شكل (4.8)

يوضح علاقة الجهد بالتيار في تجربة فرنك - هرتز

بينما لم يتم مشاهدة أي خطوط عندما v_0 أقل من هذا المقدار. وعند جهد أكبر بقليل من 4.9V شوهد انخفاض كبير في تيار السطح وخطوط جديدة تظهر في طيف الزئبق، هذا التصرف يحدث عند مضاعفات للجهد 4.9V كما هو مبين في شكل **(4.8)**. نستنتج من هذه التجربة أن مفهوم تكمية طاقة الحالات تكون صحيحة كميا. في الحقيقة تعتبر تجربة فرانك- وهرتز تأكيدا مهما لفكرة تكمية الطيف الضوئي الناتجة عن تكمية مستويات الطاقة في الذرات والتي يمكن إثارتها بطرق غير ضوئية، حيث تعتبر هذه التجربة من التجارب الرئيسة في المرحلة الجامعية لبساطة إمكانياتها وأهمية نتائجها.

4.13 قاعدة التكمية لكل من ولسن- وسمرفيلد

The Wilson-Sommerfeld Quantization Rule

من العجيب أن بوهر استطاع اشتقاق طيف الهيدروجين باستخدام تكمية العزم الزاوي $L = n\hbar$، بينما أينشتين وبلانك استخدما تكمية الطاقة $E = nh\nu$ لتفسير الحرارة النوعية للأجسام الصلبة وكذلك طيف الجسم المعتم. بالتأكيد يجب أن تكون هناك حلقة وصل بين هذين الافتراضيين، ولكن هذه الحلقة بقيت غامضة لمدة من الزمن. وفي سنة 1916 اكتشفا كل من ولسن – وسمرفيلد قاعدة عامة لتكمية أي نظام دوري حسب المعادلة التالية:

$$\oint pdq = nh \quad \textbf{(4.44)}$$

حيث p يمكن أن تكون مركبة كمية الحركة الخطي مثل px وفي هذه الحالة فإن q=x، أو يمكن أن تكون مركبة العزم الزاوي مثل L_x وفي مثل هذه الحالة فإن q = ϕ زاوية الدوران حول المحورz، أما الرمز $\oint$ يشير إلي أن عملية التكامل يجب أن تجري حول دورة كاملة، ولكي نوضح ذلك نأخذ بعض الأمثلة.

مثال (4.15):

في هذا المثال سوف نطبق قاعدة ولسن-وسمرفيلد على جسيم يتحرك في دائرة تحت تأثير مجال مركزي:

$$\oint L d\Phi = nh$$

حيث الثابت L هو العزم الزاوي، وبالتكامل حول d ϕ دورة كاملة نتحصل على 2π وبذلك:

$$L\oint d\Phi = nh$$

$$L(2\pi) = nh$$

$$L = \frac{nh}{2\pi} = n\hbar$$

وهو أحد افتراضات بوهر المعروفة.

مثال (4.16):

أما النقطة الثانية التي سوف نوضحها في هذا المثال هو استخدام قاعدة ولسن-وسمرفيلد لاستنتاج تكمية الطاقة للحركة التوافقية البسيطة؟

الحل:

باستخدام القانون الثاني لنيوتن وقانون هوك لكتلة متصلة بزنبرك ثابت قوته K

$$-Kx = m\frac{d^2x}{dt^2}$$

حيث حل هذه المعادلة:

$$x = A\sin\omega t \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (4.45)$$

حيث A هو السعة أما ω هو التردد الزاوي.

$\omega = 2\pi f = \sqrt{K/m}$، إن مجموع طاقة الوضع $\frac{1}{2}Kx^2$، وطاقة الحركة $\frac{p^2}{2m}$ عبارة عن مقدار ثابت ويساوي القيمة الكبرى لأحدهم

$$E = \frac{1}{2}KA^2 = \frac{1}{2}m\omega^2A^2$$

وباستخدام معادلات (4.45) يمكن حساب dx وكذلك كمية الحركة p:

$$dx = \omega A\cos\omega t\,dt$$

$$p = m\frac{dx}{dt} = m\omega A\cos\omega t$$

وبذلك:

$$\oint p\,dx = \oint m\omega^2A^2\cos^2\omega t\,dt = nh$$

أو

$$2E\oint\cos^2\omega t\,dt = nh$$

وإذا ما استعملنا التعويض $\theta = \omega t$، فإن الكامل يأخذ الصورة التالية:

$$\frac{2E}{\omega}\int_0^{2\pi}\cos^2\theta = nh$$

$$\frac{2E}{\omega}\pi = nh$$

$$E = \frac{nh\omega}{2\pi} = nhf = n\hbar\omega$$

هذا هو الشرط الذي استخدم من قبل بلانك وأينشتين لتكمية الهزاز.

الملخص

- قانون وين (Wien's Law):

$$\lambda_{max}T = const$$

حيث وجد بالتجربة أن ثابت وين يساوي $2.898x10^{-3}m{-}^{o}K$.

- قانون ستيفن وبولتزمان (Steven 's Boltzman):

$$J = \frac{1}{4}c\sigma' T^4 = \sigma T^4 \quad (4.8)$$

- يمكن حساب الطاقة المتوسطة باستخدام الميكانيكا الإحصائية الكلاسيكية:

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon e^{-\varepsilon/kT} dpdx}{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\varepsilon/KT} dpdx} \quad (4.18)$$

نحصل على:

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = KT \quad (4.19)$$

- فرض بلانك بأن طاقة الهزاز يجب أن تكون محددة (quantized) أي أن:

$$\varepsilon_n = nh\omega \quad (4.22)$$

$$\bar{\varepsilon}(\omega,T) = \frac{\hbar\omega}{e^{\beta\hbar\omega} - 1}$$

نلاحظ أن شرط المحدودية (4.22) قد قادنا إلي معادلة الطاقة المتوسطة للهزاز والتي تعتمد على كل من T، ω .

- أكبر قيمة لطاقة الحركة المتوفرة لكل إلكترون حسب معادلة إينشتاين للكهروضوئي:

$$T_{max} = h\nu - w = h(\nu - \nu_0) \quad (4.29)$$

أقل كمية طاقة فتون لازمة لتحرير إلكترون واحد هي : $\varepsilon_{min} = h\nu_0 = w$

-
$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1-\cos\theta)$$
$$\lambda_c = \frac{h}{mc} = 0.024x10^{-8}cm \quad (4.34)$$

هذه المعادلة تعطي العلاقة بين طول الموجة المنحرفة' λ وزاوية الانحراف θ للفتون، أما الكمية λ_c تعرف بطول موجة كمبتن، وإن أعظم ا نحراف يمكن أن يحدث عندما θ=180 وفي هذه الحالة فإن $\Delta\lambda = 2\lambda_c$.

- لاحظ العالم ريدبرج أن طول موجة الخطوط التي يحتويها طيف الهيدروجين عند انبعاثها تتفق مع المعادلة الافتراضية التالية :

$$\frac{1}{\lambda_{m,n}} = R(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}) \quad (4.35)$$

حيث $n, m = 1,2,3,4......., m > n$ ، R يعرف بثابث ريدبرج وقيمته $1.0973732\, x10^7 m^{-1}$، أول سلسلة تم اكتشافها عن طريق بالمر (Balmer) حيث n=2، أما سلسلة ليمن (Lyman) فإن n=1، و باشن (Paschen) فإن n=3، و سلسلة براكت (Brackett) فإن n=4. أما سلسلة بفند (Pfund) فإن n=5.

- لقد اقترح العالم دبروجلي في أطروحته لدكتوراه (1924) بأن المادة تحمل خواص الموجات، حيث توقع بأنه يصحب تحرك كل جسيم حر موجة من خلال العلاقة التالية:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (4.36)$$

حيث p هي كمية الحركة، و h ثابت بلانك.

- افترض الاقتراحات التالية:

1. تدور الإلكترونات في مدارات دائرية حول النواة .
2. العزم الزاوي للمدارات المسموح بها يجب أن تكون محددة حسب القاعدة التالية:

$$L_n = mv_n r_n = n\hbar \quad (4.37)$$

3. لا يشع الإلكترون أي طاقة أثناء حركته في نفس المدار ولكن تنبعث الأشعة أو تمتص عندما ينتقل الإلكترون من مدار إلي آخر وتكون هذه الطاقة محددة.

- الطاقة الكلية:

$$\varepsilon_n = -\frac{me^2}{2\hbar^2 n^2} = \frac{\varepsilon_1}{n^2} \quad (4.40)$$

و

$$r_n = an^2 \quad (4.41)$$

حيث طاقة الحالة الدنيا:

$$\varepsilon_1 = \frac{me^2}{2\hbar^2} = -13.6ev$$

ونصف القطر الأول لبوهر.

- وفي سنة 1916 اكتشفا كل من ولسن-وسمرفيلد قاعدة عامة لتكمية أي نظام دوري حسب المعادلة التالية:

$$\oint pdq = nh \quad (4.44)$$

حيث p يمكن أن تكون مركبة كمية الحركة الخطي مثل px وفي هذه الحالة فإن q=x، أو يمكن أن تكون مركبة العزم الزاوي مثل Lx وفي مثل هذه الحالة فإن q=ϕ زاوية الدوران حول المحورz، أما الرمز $\oint$ يشير إلي أن عملية التكامل يجب أن تجري حول دورة كاملة.

مسائل الباب الرابع

4.1 أي من معادلات كثافة الطيف للجسم الأسود التالية تتفق مع قانون وين؟

$$a)\rho(\omega,T) = A\omega^3[\ln\omega - \ln T]/\sin^2\frac{T}{\omega}$$

$$b)\rho(\omega,T) = \omega^3 T\cos\frac{\omega}{T}$$

$$c)\rho(\omega,T) = \omega^2[\omega^{\frac{1}{\omega}}e^{\frac{1}{T}}]^{\omega}$$

$$d)\rho(\omega,T) = \frac{\omega^4}{T} + \omega^3$$

صف الدالة F(x).

4.2 وضح كيف تتعارض الكثافة الطيفية لرليج - وجين مع قانون ستيفن وكذلك قانون الإزاحة. اشرح كيف عالجت الكثافة الطيفية لبلانك ما يعرف " بالكارثة الفوق بنفسجية"

4.3 أوجد مقدار التكامل في معادلة (19) وبرهن على إنه يساوي $\bar{\varepsilon} = KT$.

4.4 أوجد مقدار ثابت التكامل لستيفن- بولتزمن باستخدام الكثافة الطيفية لبلانك $\sigma = \frac{c}{4}\int_0^\infty x^3 F(x)dx$ بمعلومية أن التكامل $\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1}dx = \frac{\pi^4}{15}$.

4.5 قدر طول موجة دبروجلي بالنسبة للإلكترون موجود في الحالة الدنيا للهيدروجين. قارن ذلك بطول موجة دبروجلي بالنسبة للأرض في مدارها حول الشمس.

4.6 قدر طول موجة دبروجلي لنيترونات الحرارية (عند درجة حرارة الغرفة)، باستخدام العلاقة E=KT .

4.7 برهن على أن سلسلة كل من ليمن وبالمر تقعا على التوالي في المنطقة الفوق بنفسجية، والجزء المنظور من الطيف الكهرومغنطيسي.

4.8 قارن بين المقدار النظري والتجريبي لثابت ريدنبرج.

4.9 باستخدام المعادلة $\frac{E}{t}=\frac{2e^2a^2}{3c^3}$ وحسب النظرية الكلاسيكية احسب الزمن الذي سوف يستغرقه الإلكترون الموجود في المدار الأول لبوهر لكي يصل إلي البروتون، عندما يلف لولبيا.

الباب الخامس

ميكانيكا الكم

Quantum Mechanics

Photons and Electromagnetic waves	الفوتنات والموجات الكهرومغنطيسية	5.1
The Wave Properties of Particles	خواص الموجة للجسيمات	5.2
The Davisson-Germer Experiment	تجربة دفشن _ وجرمير	5.3
Heisenberg Uncertainty Principle	مبدأ اللايقين (الريبة) لهيزنبرق	5.4
Introduction To Quantum Mechanics	مقدمة لميكانيكا الكم	5.5
Particle In a Box	جسيم في صندوق	5.6
The Schrodinger Equation	معادلة شرودنجر	5.7
Solution of Schrodinger Equation for Particle in a Box	حل معادلة شرودنجر لجسيم في صندوق	5.8
Particle in a Well of Finite Height	جسيم في بئر محدود الارتفاع	5.9
Tunneling Effect	تأثير النفق	5.10
Appliction of Tunnel Effect	تطبيقات تأثير النفق	
Tunnel Diode	صمام النفق الثنائي	
Josephson junction	ملتقى جاسفن	
Alpha decay	اضمحلال ألفا	
Scannening Tunneling Microscope	المجهر النفقي الماسح	
The Simple Harmonic Oscillator	المتذبذب التوافقي البسيط	5.11

مقدمة

في الباب السابق تعرفنا على مفهوم التكمية وكذلك أشرنا إلى الأسس التي ارتكزت عليها النظرية الكمية. بالإضافة إلى ذلك ناقشنا نموذج بوهر لذرة الهيدروجين وأشرنا إلى أن هذا النموذج مبسط جدا. ورغم أنه قد ثبتت صحة توقعات بوهر لتكمية، إلا أن نموذجه عانى من محدودية كبيرة، فمثلا نموذج بوهر لم يستطع تفسير الطيف المنبعث من الذرات المركبة (والتي تحتوي على عدد كبير من الإلكترونات)، ولم يتوقع بالتفصيل التغيرات في شدة خطوط الطيف، ولا الانفصال الملحوظ في بعض خطوط الأطياف تحت ظروف يتم التحكم فيها داخل المعمل. وأخيرا فإن هذا النموذج لم يزودنا بالقدرة على فهم كيف تتفاعل الذرات مع بعضها البعض، وكيف يؤثر هذا التفاعل في الخواص الفيزيائية والكيميائية للمادة.

في هذا الباب سوف نناقش كيف تم التوصل إلى الظواهر الذرية أو ما يعرف بميكانيكا الكم أو ميكانيكا الموجة، لقد تم تطوير هذا الفرع من الفيزياء ما بين 1925 و 1928 عن طريق شرودنجر، هيزنبرج، بورن، دراك وآخرين، حيث أمكن من خلاله فهم العديد من الظواهر التي تتعامل مع الذرات، والجزيئات، والأنويه، والمواد الصلبة. سوف نبدأ بمناقشة فكرة ازدواجية الموجة والجسيم، فمثلا جسيم مثل الإلكترون له خواص تشبه الموجة، حيث يمكن حساب طول موجته إذا علمت كمية حركته. ثم بعد ذلك سوف نناقش بعض السمات الأساسية لميكانيكا الكم وتطبيقاتها البسيطة لبعض الأنظمة ذات البعد الواحد، مثل جسيم داخل بئر الجهد ذات حائل

ارتفاعه لأنهائي أو ما يعرف بالجسيم داخل الصندوق، والمذبذب التوافقي البسيط ثم نختم هذا الباب ببعض التطبيقات.

5.1 الفوتنات والموجات الكهرو مغنطيسية Photons and Electromagnetic waves

إن نجاح تفسير بعض الظواهر الفيزيائية مثل التأثير الكهروضوئي، وتأثير كمبتن والتي تمت مناقشتها في الباب السابق، أوجد دليلًا قاطعًا لدعم فكرة فوتن (أو الجسيم) كمفهوم لضوء. إن دراسة هذه الظواهر زودتنا بدليل أكيد على أنه عند تفاعل الضوء مع المادة فأنه يتصرف وكأنه يتكون من جسيمات بطاقة قدرها hf وكمية حركة h/λ. أما السؤال الذي يمكن أن يسأل عند هذه النقطة هو "**كيف يمكن افتراض الضوء أنه فوتن عندما يظهر خواص شبيهة بالموجة؟** من ناحية تجدنا نصف الضوء بدلالة الفوتنات التي لها طاقة وكمية حركة، ومن جهة أخري نعامل الضوء على أنه موجات كهرومغنطيسية لها تأثيرات التداخل والحيود والتي تتفق مع تفسيرات الموجة. **أي النماذج يكون صحيحا؟. هل الضوء عبارة عن موجة أو جسيم؟**. إن الإجابة تعتمد بالتحديد على نوع الظاهرة التي يتم دراستها، بعض التجارب يتم تفسيرها على أساس مفهوم فوتن أما البعض الآخر فيتم تفسيرها فقط عند استخدامنا للموجة. فالنتيجة النهائية هي يجب علينا قبول النموذجين وأننا نقر أن الطبيعة الحقيقية للضوء لا يمكن وصفها عن طريق صورة كلاسيكية مفردة. على أية حال يجب أن نلاحظ أن نفس الشعاع الضوئي الذي يمكن أن يبعث إلكترونات كهروضوئية من المعدن يمكن أيضا أن يحيد باستخدام أداة الحيود. بمعني آخر إن النظرية الفوتنية ونظرية الموجة للضوء تكمل بعضها البعض.

إن نجاح النموذج الذي عامل الضوء على أنه جسيم في تفسير التأثير الكهروضوئي وتأثير كمبتن، أثار العديد من الأسئلة الأخرى، **مثل إذا كان الفوتن عبارة عن جسيم فما هو مفهوم التردد ومفهوم طول الموجة للجسيم، وأي منهما سوف**

يعين لنا كمية حركته وطاقته؟. هل الضوء يمكن اعتباره موجة وجسيمًا في نفس الوقت؟. مع أن الفوتنات ليس لها كتلة السكون، فهل توجد معادلة بسيطة لكتلة الفوتن المتحرك؟. وإذا كان الفوتن المتحرك لديه كتلة فهل الفوتنات تشعر بتأثير التجاذب؟ ما هو الحيز الذي يشغله الفوتن؟. كيف يمتص الإلكترون الفوتن وكيف تحدث عملية الاستطارة من الإلكترون؟. مع أنه من الممكن الإجابة على بعض هذه الأسئلة باستخدام النظرية الكلاسيكية مثل تصادم كرات البلياردي وضمور موجات الماء على الشاطئ، ولكن البعض الآخر يتطلب أن ننظر في العمليات الذرية بصورة أكثر واقعية. إن ميكانيكا الكم تمنح الضوء طبيعة أكثر مرونة وسيولة عندما تؤكد على أن كلا النموذجين الجسيم والموجة للضوء ضرورتان ومتكاملتان. إن أيًا من هذين النموذجين لا يمكن استعمالهما على وجه الحصر لوصف جميع خواص الضوء، ولكن يمكن الوصول إلى فهم أشمل لتصرفات الضوء الملحوظة بشرط أن نوحد بين هذين النموذجين في صورة متكاملة. وبذلك نتوصل إلى النتيجة المهمة وهي :

"إن الضوء له طبيعة مزدوجة: أي يمكن أن يظهر كلًا من صفات الموجة والفوتن".

5.2 خواص الموجة للجسيمات The Wave Properties of Particles

عند تعرض الطلبة لأول مرة إلى الطبيعة الازدواجية للضوء، فأنهم في الغالب يجدون صعوبة في تقبل هذا المفهوم. والسبب في ذلك أننا تعودنا في العالم الذي يحيط بنا على أن نعامل الأشياء مثل رمي الكرات على أنها جسيمات فحسب، والأشياء الأخرى مثل موجات الصوت على أنها شكل من أشكال حركة الموجة فقط. وبذلك فإن كل الأشياء التي يمكن ملاحظتها بالعين المجردة يمكن أن تفسر إما بافتراض مفهوم الموجة أو مفهوم الجسيم. ولكن في عالم الفوتنات والإلكترونات لا يمكن وضع حد دقيق فاصل لهذا التمييز، والأكثر من ذلك هو أنه تحت بعض الظروف فإن **"الجسيمات مثل الإلكترونات تبدي خواص الموجة".**

إن أول خطوة جريئة نحو ميكانيكا جديدة لنظام الذرات تمت عن طريق العالم دبروجلي سنة 1923. لقد افترض دبروجلي في أطروحة الدكتوراه الآتي "**بما أن الفوتنات لها خواص الجسيم والموجة، فربما جميع أشكال المادة تملك خواص الموجة والجسيم**". اعتبرت هذه الأفكار تورية رغم أنه لم توجد نتائج تجريبية تسانده في ذلك الوقت. فحسب افتراض دبروجلي فإن الإلكترونات لها طبيعة مزدوجة جسيم/ وموجة، حيث يصاحب كل إلكترون موجة (ليست موجة كهرومغنطيسية) والتي تقوده خلال الفضاء. وقد وضح دبروجلي هذا التأكيد في كلمته التي ألقاها عند قبوله لجائزة نوبل سنة 1929، حيث قال:

> **"من ناحية لا يمكن افتراض النظرية الكمية مرضية لأنها تعرف لنا الطاقة الجسيمية لضوء حسب المعادلة التالية E=hf والتي تحتوي على التردد f. ولكن النظرية الجسيمية الحقيقية لا تحتوي على شيء يساعدنا على تعريف التردد، لهذا السبب الوحيد في حالة الضوء أجبرنا على أن نأتي بفكرة الجسيم والدورية في نفس الوقت. ومن ناحية أخرى لكي يتعين استقرار الحركة للإلكترونات في الذرة افترضت الأعداد الصحيحة، علما أنه إلى هذه النقطة فإن الظاهرة الوحيدة التي تدخل فيها الأعداد الصحيحة في الفيزياء هي التداخل وأنماط الاهتزاز. فقد قادتني هذه الحقيقة إلى فكرة أنه لا يمكن ببساطة فرض الإلكترونات كجسيمات، ولكن يجب أن ننسب إليها الدورية كذلك".**

لقد شاهدنا في الباب السابق العلاقة بين الطاقة وكمية الحركة للفوتن والذي كتلته الساكنة صفر وهي P=E/c ونعلم كذلك أن طاقة الفوتن:

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda}$$

وبذلك يمكن كتابة كمية الحركة للفوتن كالآتي:

$$P=\frac{E}{c}=\frac{hc}{c\lambda}=\frac{h}{\lambda} \qquad (5.1)$$

من هذه المعـادلة نلاحظ أنه يمكن تعيين طول موجـة الفوتن عن طريق معرفة كمية حركته أي $\lambda = h/p$. وقد اقترح دبروجلي الآتي :

"جسيمات المادة والتي كمية حركتها P يجب أن يكون لها خواص الموجة وطول موجة مناظر" .

بما أن كمية الحركة لجسيم كتلته m وسرعته v هي $p=mv$، فإن طول موجة دبروجلي للجسيم:

$$\lambda=\frac{h}{p}=\frac{h}{mv} \qquad (5.2)$$

بالمقارنة بالفوتنات، افترض دبروجلي أن تردد موجات المادة تتمشى مع علاقة إينشتاين $E=hf$:

$$f=\frac{E}{h} \qquad (5.3)$$

تتضح الطبيعة الازدواجية للمادة من خلال هاتين المعادلتين، حيث تحتوي المعادلتان على كل من مفهوم الجسيم (E،v،m) وكذلك مفهوم الموجة ($f\lambda$).

5.3 تجربة دفشن ـ وجرمير The Davisson-Germer Experiment

لقد اعتبرنا من البداية أن اقتراح دبروجلي أن أي نوع من الجسيمات سوف يظهر خواص كل من الموجة والجسيم هو نوع من التخمين (speculation). فإذا كانت الجسيمات مثل الإلكترونات لها خواص الموجة فأنه تحت شروط معينة سوف نشاهد ظاهرة التداخل. فبعد ثلاث سنوات من اقتراح دبرجلي أي في سنة 1927 نجح كل من

دفشن وجرمير في الولايات المتحدة من قياس طول موجة الإلكترون. هذا الاكتشاف الهام أعطى أول تأكيد تجريبي لاقتراح دبروجلي بخصوص موجات المادة.

من المشوق أن نشير إلى أنه لم يكن الغرض من تجربتهما تأكيد اقتراح دبروجلي، ولكن اكتشافهما جاء عن طريق الصدفة كما هو الحال في كثير من الاكتشافات. كان الغرض من هذه التجربة هو استطارة إلكترونات ذات طاقة منخفضة (54eV) من هدف مصنوع من النيكل موجود في الفراغ. أثناء إحدى التجارب حدثت أكسدة لسطح النيكل نتيجة لحدوث خلل في جهاز التفريغ. بعد ذلك تم تسخين هدف النيكل في تيار من الهيدروجين لإزالة الطبقة المتأكسدة، فالتجارب التي تلت ذلك بينت أن الطيف الناتج عن الإلكترونات المستطيرة يحتوي على مناطق تداخل (أي توجد مناطق مظلمة ومناطق مضيئة عند زوايا معينة). وأخيرا اكتشف المشرفون على هذه التجربة أنه نتيجة التسخين تكونت مناطق بلورية كبيرة من النيكل تحتوي على مستويات منتظمة من الذرات والتي بدورها عملت كمحززة حيود لموجات الإلكترونات المستطيرة. بعد ذلك بقليل أجرى كل من دفشن وجرمير العديد من تجارب الحيود على الإلكترونات المستطيرة من أهداف تحتوي على بلورات أحادية. لقد أكدت هذه النتائج **الطبيعة الموجية للإلكترونات ومن ثم على علاقة دبروجلي $\lambda p=h/$**. وفي نفس السنة لاحظ طمسن من اسكتلندا أنماطًا لحيود الإلكترونات أثناء مرورها من خلال رقائق معدنية من الذهب. منذ ذلك الوقت شوهدت أنماط الحيود لكل من ذرات الهليوم، وذرات الهيدروجين، والنيوترونات. وبذلك فإن عالمية الطبيعة الموجية للمادة تم إقرارها بعدة طرق.

إن الصعوبة في فهم الطبيعة الازدواجية لكل من المادة والإشعاع يكمن في أنه يظهر لنا أن النموذجين يعارض كل منهما الآخر. لقد ساعد بوهر في حل هذه المعضلة في أسس التتمية (principle of complementarity) والتي تقول "**إن نموذج الموجة والجسيم لكل من المادة والإشعاع يتمم أحدهما الآخر**" وبذلك يمكن الحصول على فهم شامل إذا وحدنا بين النموذجين بطريقة متممة.

مثال (5.1) :

احسب طول موجة دبروجلي للإلكترون $m=9.11x10^{-31}$ kg ويتحرك بسرعة 10^{7} m/s.

الحل :

من معادلة (5.1) نحصل على:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$
$$= \frac{6.63x10^{-34}\,J.s}{(9.11x10^{-31}\,kg)(10^{7}\,m/s)}$$
$$= 7.28x10^{-11}\,m$$

لاحظ أن هذه الموجة تنطبق مع طول موجة أشعة-X في طيف الكهرومغنطيسي.

مثال (5.2):

ألقي بحجر كتلته 50g وبسرعة 40m/s. احسب طول موجة دبروجلي للحجر؟

الحل:

باستعمال معادلة (5.1):

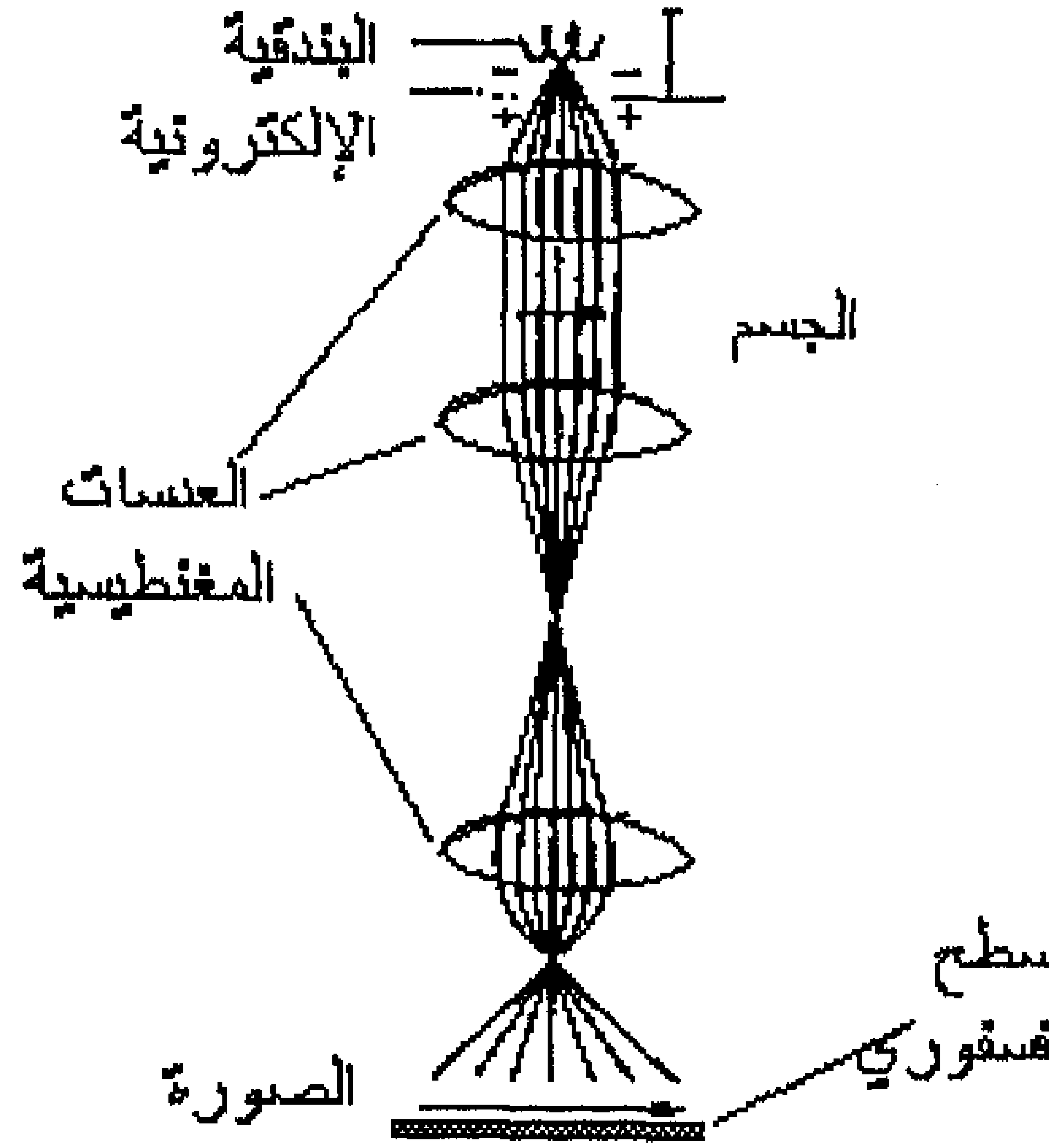
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$
$$= \frac{6.63x10^{-34}\,J.s}{(50x10^{-3}\,kg)(40m/s)}$$
$$= 3.32x10^{-34}\,m$$

لاحظ أن طول الموجة هذا أصغر بكثير من أي فتحة يمكن أن يمر خلالها الحجر. فهذا يعني أننا لا نستطيع مشاهدة أي طيف حيود، أي أنه لا يمكن مشاهدة خواص الموجة لأي من الأجسام المنظورة (كبيرة الحجم).

المجهر الإلكتروني:

إن أحد الأجهزة العملية التي تعتمد على خواص الموجة للإلكترونات هو المجهر الإلكتروني الموضح في شكل (5.1)، والذي يشبه المجهر الضوئي من الناحية الوظيفية. أما أحد أوجه الاختلاف بين الاثنين هو أن المجهر الإلكتروني له قدرة تحليلية عالية وذلك لأنه بالإمكان تعجيل الإلكترونات إلى طاقة حركة عالية. مما ينتج

عنه موجات قصيرة جدًا. وبذلك فإن أي مجهر سوف تكون له القدرة على اكتشاف التفاصيل التي تكون قريبة في الحجم من طول موجة الأشعة المستخدمة لإضاءة الجسم نفسه. ففي العادة يكون طول موجة الإلكترونات.



شكل (5.1)

شكل توضيحي لجهاز المجهر الإلكتروني. حيث العدسات التي تتحكم في الشعاع الإلكتروني عبارة عن ملفات انحراف مغناطيسية.

المستخدمة في هذه العملية أقصر 100 مرة من طول موجة الضوء المنظور المستعمل في المجهر الضوئي. نتيجة لذلك فإن المجهر الإلكتروني تكون له القدرة على تمييز التفاصيل التي هي أصغر مائة مرة من تلك في حالة المجهر الضوئي.

أثناء تشغيل الجهاز تسقط حزمة من الإلكترونات على شريحة رقيقة من المادة المراد فحصها، حيث سمك الجزء المراد فحصه يجب أن يكون في حدود مائة أنجستروم، وذلك لغرض التقليل من التأثيرات غير المرغوب فيها مثل امتصاص أو استطارة الإلكترونات. ويتم التحكم في الحزمة الإلكترونية عن طريق الانحراف المغنطيسي أو

إلكتروستاتيكي. والذي يعمل على تجميع الشعاع في شكل صورة. وبدلا من فحص الصورة عن طريق العدسة العينية كما هو الحال في المجهر الضوئي، فإن العدسة المغنطيسية تكون صورة على السطح الفسفوري، أما السبب في ضرورة وجود السطح الفسفوري فأنه بدونه لا يمكن رؤية الصورة. كمثال على أحد الصور المأخوذة بالمجهر الإلكتروني موضحة في شكل (5.2).



شكل (5.2)

يوضح صورة مأخوذة بواسطة المجهر الإلكتروني لذرات اليورانيوم مثبتة على فلم من الكربون، حيث التكبير مقداره 10^7

5.4 مبدأ اللايقين (الريبة) لهيزنبرق Heisenberg Uncertainty Principle

من المعروف أنه عند قياسنا لموضع وسرعة جسيم ما عند أي لحظة فإننا دائما نواجه بوجود أخطاء قياسية، ولكن حسب النظرية الكلاسيكية ليس هناك حد نهائي من إمكانية تحسين عملية القياس أي أنه في الأساس من الممكن إجراء هذه القياسات بدرجة عالية من الدقة بحيث ينتج عن هذه القياسات أخطاء بسيطة جدا. أما النظرية الكمية، فأنها تتوقع الآتي **"من غير الممكن عمل قياسات في وقت واحد لكل من موضع الجسيم وسرعته بدرجة متناهية من الدقة"**.

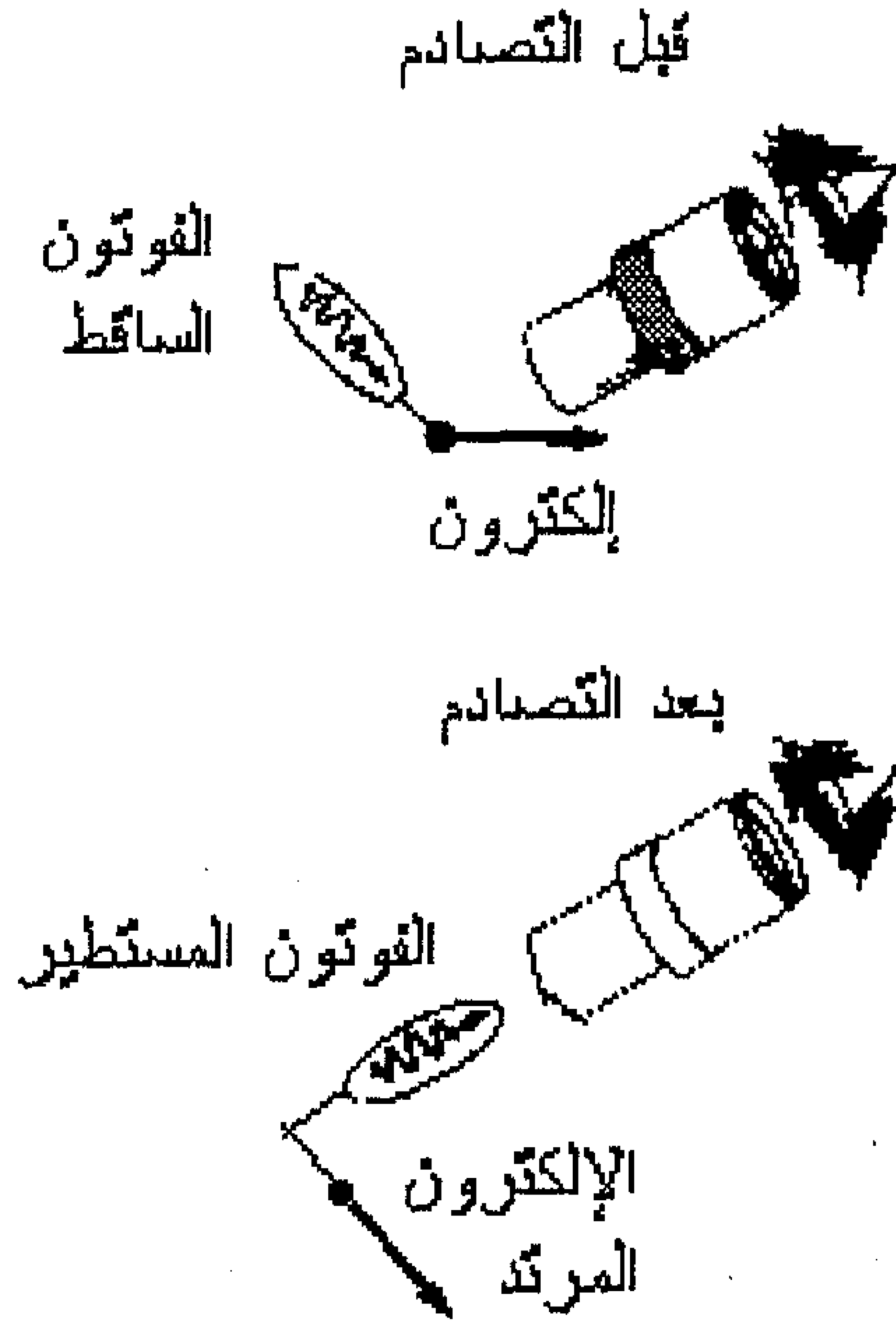
في سنة 1927 أشار العالم هيزنبرق (1901-1976) لأول مرة إلى أنه من المستحيل تعيين كل من موضع الجسيم وكمية حركته في وقت واحد وبدرجة متناهية من الدقة، بمعني آخر يمكن صياغة مفهوم مبدأ اللايقين كالآتي:

"نفرض أنه قد تم قياس الموضع بدقة Δx وفي نفس الوقت تم قياس كمية الحركة Δp، فإن حاصل ضرب هاتين القيمتين لا يمكن أن تكون أصغر من المقدار $\hbar$" أي أن:

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar \qquad (5.4)$$

فهذا يعني من ناحية فيزيائية لا يمكن أن يكون قياسنا لكل من الموضع وكمية الحركة صحيحا في وقت واحد. فإذا كانت Δx صغيرة جدا للجسيم، فإن Δp تكون كبيرة جدا والعكس بالعكس. لقد أشار هيزنبرق على أن عدم الإمكان من التخلص من الريبة Δx و Δp لا يرجع إلى العيب في أجهزة القياس ولكنه ناتج عن التركيبة الكمية للمادة نفسها: مثل تأثيرات رد الفعل غير المتوقعة للإلكترون عند اصطدامه بفوتن، أو حيود الإلكترون عند مروره خلال ثقب ضيق.

لكي نفهم مبدأ اللايقين، نعرض التجربة التخيلية التالية التي اقترحها هيزنبرق نفسه شكل (5.3). نفترض أنك ترغب في قياس موضع وكمية الحركة للإلكترون بكل دقة ممكنة. يمكن عمل ذلك عن طريق مشاهدة الإلكترون بواسطة ميكروسكوب ضوئي ومن ثم تعيين موقعه، لكي يحدث ذلك فأنه على الأقل فوتن ضوئي واحد يجب أن يرتد من على الإلكترون ويمر خلال المجهر إلى العين، عند تصادم الفوتن بالإلكترون فإن الفوتن سوف ينقل جزءًا من طاقته وكمية حركته للإلكترون، ولذلك فأنه أثناء محاولة تحديد موقع الإلكترون بدقة (أي بجعل Δx صغيرة جدا) فإننا تسببنا في جعل اللايقين لكمية الحركة كبيرة.



شكل (5.3)

التجربة التخيلية لمشاهدة الإلكترون عن طريق ميكروسكوب ذات قدرة عالية

والآن نبدأ بتحليل التصادم الذي حدث بين الفوتن والإلكترون، نلاحظ أولًا أن كمية حركة الفوتن الساقط هي h/λ. نتيجة لهذا التصادم فإن الفوتن ينقل جزءاً أو كل كمية حركته للإلكترون، بعد التصادم يمكن أن تبلغ اللايقين في كمية حركة الإلكترون تلك للفوتن الساقط أي أن $\Delta p=h/\lambda$. بالإضافة إلى ذلك حيث أن الضوء له خواص الموجة فإننا نتوقع أنه بإمكاننا تعيين موضع الإلكترون في حدود طول موجة واحدة للضوء الذي تم استعماله لرؤية الإلكترون، أي أن $\Delta x=\lambda$. بضرب هاتين القيمتين نتحصل على الآتي:

$$\Delta x \Delta p=\lambda (h/\lambda)=h \quad \text{.......................................} \quad \textbf{(5.5)}$$

هذا المقدار يمثل القيمة الدنيا لحاصل ضرب الريبتين. بما أن اللايقين تكون دائما أكبر من هذه القيمة الدنيا، فإن

$$\Delta x \Delta p > h$$

إذا ما تغاضينا عن القيمة العددية الصغيرة التي اقترحها هيزنبرق للحصول على نتائج دقيقة فإن هذه المعادلة تتفق مع المعادلة السابقة (5.4) .

إن مبدأ الريبة لهيزنبرق يساعدنا للوصول إلى فهم أفضل لازدواجية الموجة والجسيم. لقد لاحظنا أن وصف الموجة يختلف عن وصف الجسيم، ولذلك إذا ما تم تصميم تجربة لتظهر خواص الجسيم للإلكترون (كما هو الحال عند دراسة التأثير الكهروضوئي)، فإن خاصية الموجة سوف تصبح أقل ظهورًا. وبالمثل إذا ما تم تصميم تجربة لقياس خواص الموجة للإلكترون بدقة كما هو الحال في تجربة الحيود، فإن خاصية الجسيم تكون أقل ظهورا.

قبل الانتهاء من هذا الجزء يجدر بنا الإشارة إلى أن هناك مبدأ آخر للريبة والذي يضع حدا للدقة التي يمكن لطاقة النظام ΔE قياسها عند السماح بزمن قياس معين Δt، حيث يمكن كتابة مبدأ الريبة هذا (الطاقة–الزمن) على الصورة التالية:

$$\Delta E \Delta t > h \qquad \text{(5.6)}$$

من الممكن توضيح مبدأ الريبة هذا عن طريق المثال التالي، عند قياسنا لتردد أي موجة، فمثلا نفرض قياس موجة كهربية ترددها 1000Hz وإذا ما كانت حساسية جهاز القياس ثابتة وهي ±1cycl/s، خلال ثانية واحدة فإننا نقيس تردد cycl/s (1 ± 1000) وفي ثانيتين فإننا نقيس cycl/s (1 ± 2000)، وبذلك فإن الريبة في التردد Δf يتناسب عكسيا مع Δt وهو الزمن الذي يتم خلاله القياس والذي يمكن أن يصاغ:

$$\Delta f \Delta t \approx 1$$

بما أن كل الأنظمة الكمية لها طبيعة الموجة، والتي يمكن أن توصف بالعلاقة
E=hf

يمكن تعويض $\Delta f = \Delta E / h$ في المعادلة السابقة لنحصل على:

$$\Delta E \Delta t \approx h$$

والتي تتفق مع معادلة (5.6).

مثال (5.3): إذا كانت سرعة الإلكترون المقاسة هي $5x10^3 m/s$ والنسبة المئوية للقياس هي 003.٪. احسب مقدار الريبة في تعيين موضع الإلكترون. الحل: كمية الحركة للإلكترون هي: $p = mv = (9.11x10^{-31} kg)(5.00x10^3 m/s)$ $= 4.56x10^{-27} kg.m/s$ بما أن مقدار الريبة في كمية الحركة يساوي 003.٪ من قيمته، أي أن: $\Delta p = 0.00003p$ $= (0.00003)(4.56x10^{-27} kg.m/s)$ $= 1.37x10^{-31} kg.m/s$	والآن يمكن حساب مقدار الريبة في الموضع بالتعويض عن هذه القيمة في معادلة (5.5). $\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{2\pi}$ $\Delta x \geq \frac{h}{2\pi \Delta p} = \frac{6.63x10^{-34} J.s}{2\pi(1.37x10^{-31} kg.m/s)}$ $= 0.77x10^{-3} m = 0.77 mm$

مثال (5.4):

مع أن الذرة المتهيجة يمكن أن تشع عند أي لحظة ابتداء من t=0 إلى t=∞، ولكن يعرف متوسط الزمن بعد التهيج والذي خلاله تشع مجموعة من الذرات بزمن العمر (τ).

a) إذا كانت τ تساوي 10^{-8} S باستخدام مبدأ الريبة احسب سمك المستوي Δf الناتج عن محدودية زمن العمر.

b) إذا كان طول موجة الطيف الخطي الداخل في هذه العملية هو $500nm$. احسب النسبة $\frac{\Delta f}{f}$.

الحل

a) باستخدام العلاقة $\Delta E \Delta t \approx \hbar$

حيث:

$$\Delta E = h\Delta f$$

و $\Delta t = 10^{-8} s$ هو متوسط العمر المتاح لقياس حالة التهيج.

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi x 10^{-8}} = 1.6x10^{7}\, Hz$$

لاحظ أن ΔE مقدار الريبة في الطاقة، وهي نفس الريبة في الطاقة للفوتون المنبعث في هذه الحالة.

b) أولا نوجد مركز التردد لهذا الخط:

$$f_0 = \frac{c}{\lambda} = \frac{3x10^{8}\, m/s}{500x10^{-9}\, m} = 6.0x10^{14}\, Hz$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1.6x10^{7}\, Hz}{6.0x10^{14}\, Hz} = 2.7x10^{-8}$$

5.5 مقدمة لميكانيكا الكم Introduction To Quantum Mechanics

كما لاحظنا سابقا هناك تشابه كبير بين سلوك الضوء وسلوك المادة. فكل من الضوء والمادة له خاصية الازدواجية، حيث كل منهما يتصرف كأنه موجة وكذلك

كجسيم. يمكن أن نحمل هذا المفهوم إلى أبعد من ذلك، ففي حالة الموجات الضوئية فإن مفهوم الموجة يزودنا فقط باحتمالية وجود الفوتن عند نقطة معينة خلال فترة زمنية محددة، وبالمثل يمكن وصف موجات المادة بدالة موجة مركبة (والتي يرمز لها بالرمز Ψ وتنطق بساي) وإن مربع قيمتها المطلقة $|\psi|^2 = \psi^*\psi$ عبارة عن احتمالية وجود الجسيم عند نقطة معينة في لحظة زمنية محددة، حيث ψ^* هي المركب المرافق لدالة Ψ. وإن دالة الموجة تحتوي على كل المعلومات التي يمكن معرفتها عن الجسيم ويمكن كتابتها كالآتي:

$$\psi = A\sin(\frac{2\pi}{\lambda}x) = A\sin(Kx)$$

حيث $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ يعرف بعدد الموجة، وA مقدار ثابت .

إن أول اقتراح لتفسير موجات المادة جاء عن طريق ماكس بورن (1882-1970) وذلك في سنة 1928. وفي نفس السنة اقترح أرن شرودنجر (1887-1961) معادلة الموجة والتي تصف لنا الحالة التي خلالها موجات المادة تتغير في المكان والزمان، حيث تمثل معادلة الموجة لشرودنجر المفتاح الرئيسي في نظرية ميكانيكا الكم. أما دور هذه المعادلة في نظرية ميكانيكا الكم فهو يشبه الدور الذي لعبته قوانين نيوتن في الميكانيكا الكلاسيكية. حيث تم بنجاح تطبيق معادلة الموجة لشرودنجر على ذرة الهيدروجين وأنظمة مجهرية أخرى عديدة، وقد تبتث أهميتها في معظم مفاهيم الفيزياء الحديثة.

إن مفاهيم ميكانيكا الكم رغم أنها تظهر غريبة فإن تطويرها قد تم عن طريق أفكار قديمة لها علاقة بالفيزياء الكلاسيكية. وإذا ما طبقنا ميكانيكا الكم على الأجسام المنظورة (غير مجهرية) بدلا من أنظمة ذرية فإن النتائج في الأساس تكون مماثلة لتلك المتحصل عليها عن طريق الفيزياء الكلاسيكية. هذا التوافق بين النظريتين يحدث عندما يكون طول موجة دبروجلي صغيرًا بالمقارنة بأبعاد النظام تحت الدراسة. هذه

الحالة تشبه تلك بين النسبية والميكانيكا الكلاسيكية وذلك عندما v<<c . لهذه الأسباب فإن قوانين نيوتن يمكن أن تعطي وصفًا صحيحا إذا كانت أبعاد الجسم تحت الدراسة كبيرة جدا بالمقارنة بأبعاد الذرة وكذلك سرعة تحركه تكون صغيرة بالمقارنة بسرعة الضوء. مع أن ψ لا يمكن قياس مقدارها، فإن $|\psi|^2$ يمكن قياسها، حيث $|\psi|^2$ هي مربع القيمة المطلقة لدالة ψ. ويمكن تفسير معنى $|\psi|^2$ كالآتي: إذا كانت ψ تمثل جسيمًا مفردًا فإن $|\psi|^2$ هي **الاحتمالية لوحدة الحجم لإيجاد الجسيم** عند أي نقطة. هذا التفسير تم اقتراحه لأول مرة عن طريق بورن في سنة 1928 والذي يمكن تمثيله رياضيا بالآتي:

الاحتمالية = $|\psi|^2 dv$

في هذا الباب سوف نتعامل مع جسيم يتحرك في بعد واحد وهو x، وبذلك نستبدل dv بـ dx. ومن ثم يمكن تمثيل احتمالية وجود الجسيم عند طول محدد dx حول النقطة x بالمعادلة التالية:

$$p(x)dx = |\psi|^2 dx \quad \text{(5.8)}$$

بما أن الجسيم يجب أن يكون عند موضع ما على الخط x، فإن حاصل جمع الاحتمالية حول كل قيم x يجب أن تساوي واحد:

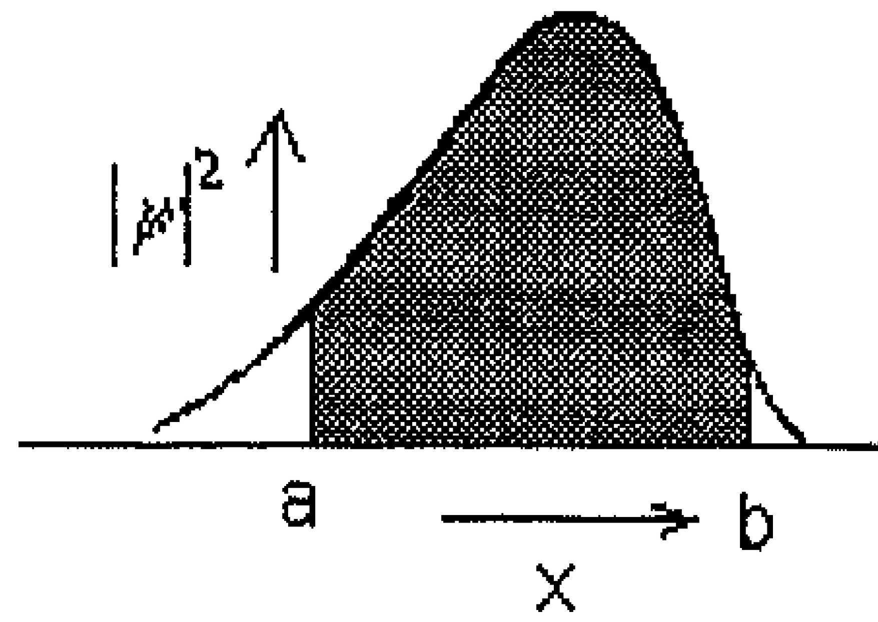
$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = 1 \quad \text{(5.9)}$$

وإن دالة الموجة التي تحقق معادلة (5.9) يقال لها إنها **دالة تامة التسوية (Normalized)**. وفي الغالب يطلق على $|\psi|^2$ الكثافة الاحتمالية، والمقصود بعملية التسوية أن الجسم متواجد عند نقطة ما طوال الوقت، وإذا كانت الاحتمالية تساوي صفر فإن الجسيم غير موجود. وبذلك فأنه بالرغم من عدم تحديد موقع الجسيم، بكل

تأكيد فأنه من المحتمل من خلال $|\psi|^2$ تعيين احتمالية ملاحظته. بالإضافة إلى ذلك فإن احتمالية إيجاد الجسيم في الحد $a \le x \le b$ يعطى بالآتي:

$$p_{ab} = \int_a^b |\psi|^2 \, dx \quad \text{...} \quad (5.10)$$

في هذه الحالة تعتبر الاحتمالية p_{ab} هي عبارة عن المساحة الواقعة أسفل منحنى الكثافة الاحتمالية مع x في المنطقة المحصورة بين $x = a, x = b$ كما هو موضح في شكل **(5.4)**.



شكل (5.4)

احتمالية وجود الجسيم في المنطقة المحصورة بين $a \le x \ge b$ والتي تمثل المساحة تحت المنحنى من a إلى b

من ناحية تجريبية هناك احتمالية محددة لإيجاد الجسيم عند نقطة ما ولحظة ما. وإن قيمة الاحتمالية يجب أن تقع بين 1،0. فمثلا إذا كانت الاحتمالية تساوي 0.3 فهذا يشير إلى أن هناك 30 ٪ من إمكانية إيجاد الجسيم. وإن دالة الموجة تحقق معادلة الموجة، كما هو الحال بالنسبة للمجال الكهربي التابع للموجة الكهرومغنطيسية يحقق معادلة الموجة الناتجة عن معادلة ماكسول. أما معادلة الموجة التي يتم تحقيقها عن طريق ψ، تعرف بمعادلة شرودنجر. ورغم إن ψ ذاتها كمية غير قابلة للقياس، فإن كل الكميات التي يتم قياسها مثل الطاقة وكمية الحركة للجسيم يمكن اشتقاقها بمعلومية ψ. فمثلا عند معرفة دالة الموجة لجسيم فأنه من الممكن حساب متوسط موضع الجسم x وهو ما يعرف بالقيمة المحتملة **expectation value**.

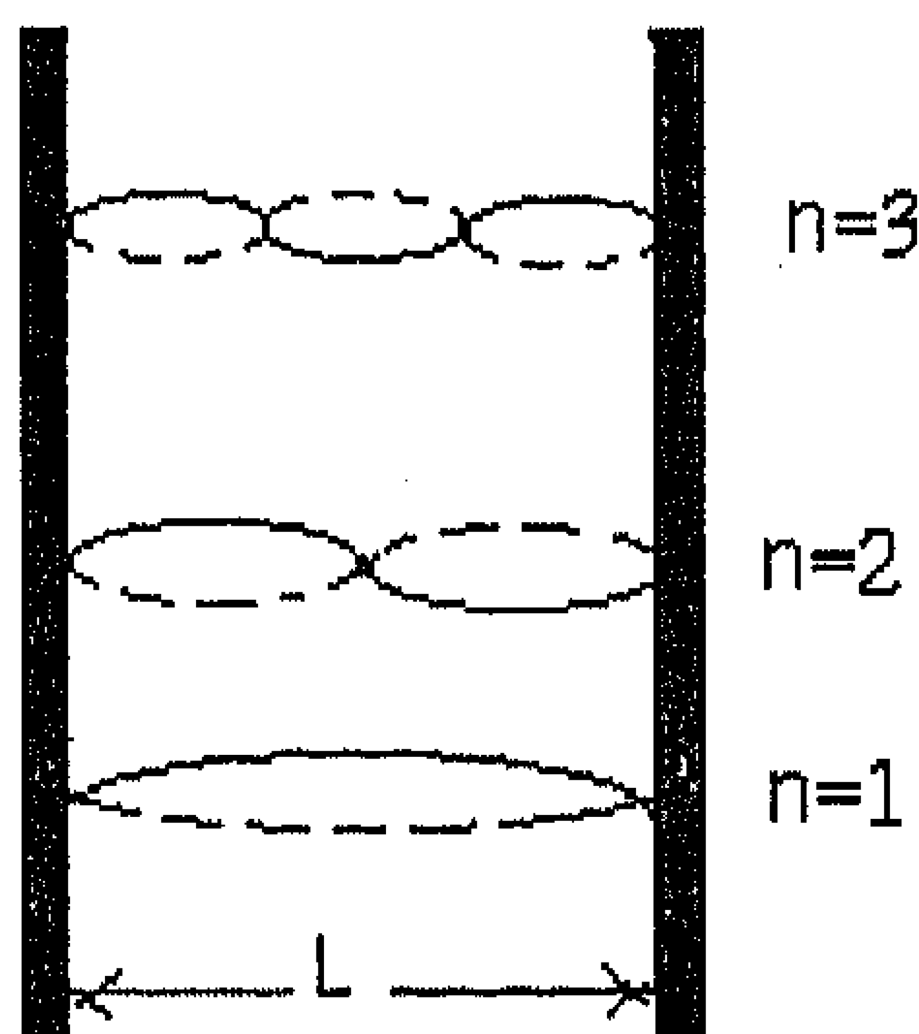
$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x|\psi|^2 \, dx \quad \text{...} \quad (5.11)$$

5.6 جسيم في صندوق Particle In a Box

قبل البدء في مناقشة موضوع جسيم في صندوق فأنه من الأفضل أن نراجع الحالة الكلاسيكية للموجات الموقوفة في سلك مثبت عند طرفيه والتي تشبه حركة جسيم داخل صندوق. في حالة السلك المثبت عند طرفيه فإننا نجد أن الموجات الموقوفة يجب أن تكون عقدة عند الطرفين كما هو موضح في شكل **(5.5)**. هذا الشرط مطلوب كذلك في حالة حركة الإلكترونات داخل الصندوق، لأن دالة الموجة يجب أن تنتهي عند الحدود. وإن شرط الرنين يمكن أن يتحقق فقط إذا كان طول السلك يساوي عددًا صحيحًا (n) مضروبا في نصف طول الموجة (λ). أي أن:

$$L = n\frac{\lambda}{2}(n = 1,2,3......)$$
$$\lambda = \frac{2L}{n} \qquad \textbf{(5.12)}$$

يشير هذا الشرط إلى أن طول الموجة يجب أن تكون مكماة. (page11)



شكل (5.5)

الموجات الموقوفة في سلك طوله L مثبت من طرفيه

من المعلوم أن كل نقطة على الموجة الموقوفة تهتز بحركة توافقية بسيطة، بالإضافة إلى ذلك فإن كل نقطة تهتز بنفس الذبذبة، ولكن تعتمد سعة الاهتزازة y على موقع النقطة x مقاسه بالنسبة لأحد الأطراف. لذلك نجد في حالة الموجة الموقوفة أن اعتماد الموضع على دالة الموجة يعطى بالمعادلة التالية.

$$y(x) = A\sin(kx) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \textbf{(5.13)}$$

حيث A هو أقصى سعة، $k=\pi 2/\lambda$ ويعرف بالعدد الموجي. بما أن $\lambda = 2L/n$ فإن:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{2L/n} = n\frac{\pi}{L}$$

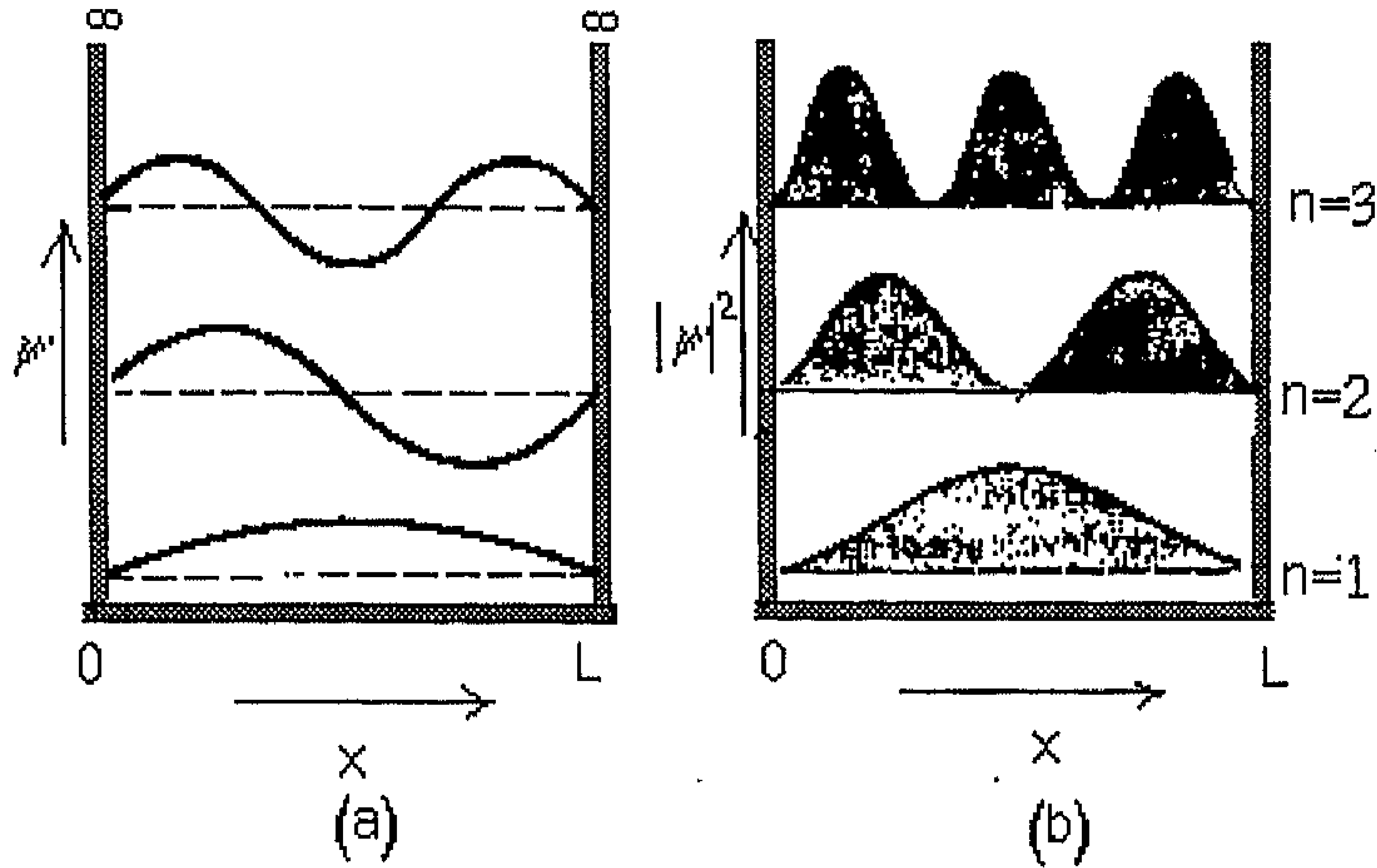
بالتعويض في معادلة **(5.13)** نحصل على:

$$y(x) = A\sin(\frac{n\pi}{L}x) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \textbf{(5.14)}$$

من هذه المعادلة نلاحظ أن دالة الموجة تحقق شروط الحد أي أن y=0 عند كل من x=0 و x=L لكل قيم n كما هو موضح في شكل (5.6) عندما (n=1,2,3). بعد هذه المراجعة البسيطة نرجع الآن لميكانيكا الموجة لتصف لنا حركة جسيم في صندوق. نفرض أن جدار الصندوق بالغ الصلابة، أي أن احتمالية النفاذ من هذه الجدران تساوي صفرًا. والذي يعني إن دالة الموجة $\psi(x)$ تساوي صفرًا عند الجدران وكذلك خارج الجدران. أي أن $\psi(x) = 0$ عند كل من x=0 و x=L، ولذلك فإن دالة الموجة التي تحقق هذا الشرط هي المسموح بها فقط. وباستخدام النتائج التي توصلنا إليها في حالة الموجات الموقوفة على السلك، فإن الدوال المسموح بها عبارة عن منحنى جيبي في الصورة التالية:

$$\psi(x) = A\sin(\frac{n\pi}{L}x) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \textbf{(5.15)}$$
$$n = 1,2,3\ldots\ldots$$

حيث A هي السعة القصوى لدالة الموجة، ويوضح شكل **(5.6)** رسمًا لدالة الموجة ψ مع x وكذلك الكثافة الاحتمالية $|\psi(x)|^2$ مع x عندما n=1,2,3 .



شكل (5.6)

a. الحالات الموقوفة الثلاثة الأولى لجسيم حركته مقيدة داخل صندوق ذي البعد الواحد

b. الكثافة الاحتمالية لثلاثة حالات (n=1,2,3)

سوف نلاحظ قريبا أن هذه الحالات الثلاثة تمثل أدنى ثلاثة مستويات طاقة مسموح بها للجسيم. كذلك نلاحظ رغم أن ψ يمكن أن تكون موجبة أو سالبة، إن الكثافة الاحتمالية $|\psi|^2$ دائما موجبة، وذلك لأن القيمة السالبة للاحتمالية لا معنى لها.

وبفحص شكل (5.6) نلاحظ أن $|\psi|^2$ دائما تساوي صفرًا عند الحدود وهذا يشير إلى أنه من المستحيل أن نجد الجسيم عند هذه النقاط، بالإضافة إلى ذلك فإن $|\psi|^2$ تساوي صفرًا عند نقاط أخرى وهذا يعتمد على قيمة n .

بما أن أطوال موجة الجسيم مشروطة بالمعادلة $\lambda = 2L/n$، تبعا لذلك فإن مقدار كمية الحركة مشروطة بقيم معينة والتي يمكن أن نحصل عليها باستخدام:

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

وبذلك :

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2L/n} = \frac{nh}{2L} \quad \text{.................................} \quad \textbf{(5.16)}$$

وإن القيم المسموح بها لطاقة الحركة هي :

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m} = \frac{(nh/2L)^2}{2m} \quad \text{.................................} \quad \textbf{(5.17)}$$

$$E_n = (\frac{h^2}{8ml^2})n^2 \quad n = 1,2,3.....$$

نلاحظ من هذه المعادلة أن طاقة الجسيم مكماة كما توقعنا، وأن أقل مستوى لطاقة يكون عندما n=1، في هذه الحالة :

$$E_1 = \frac{h^2}{8mL^2}$$

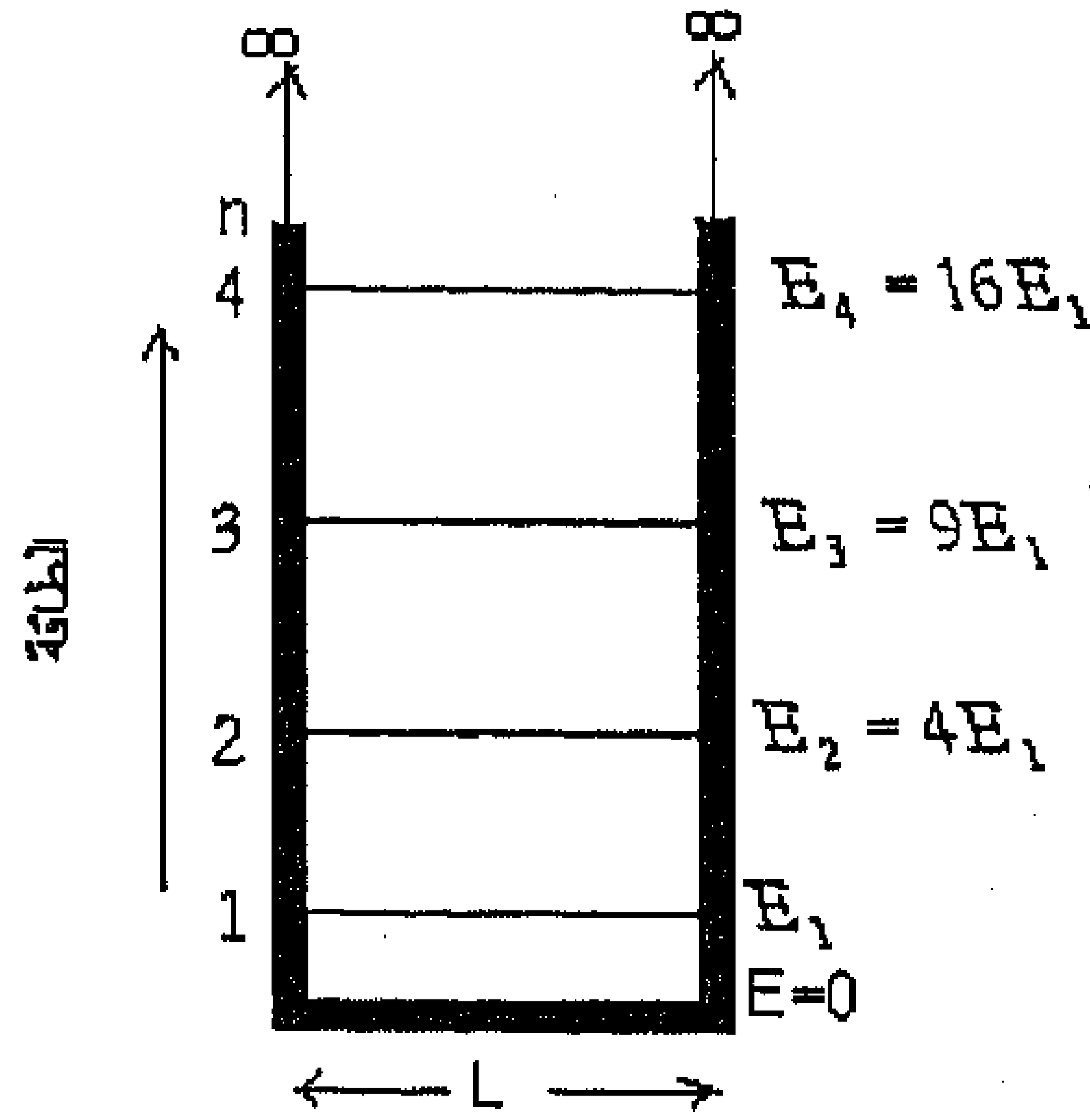
وبما أن :

$$E_n = n^2 E_1$$

فإن حالات التهيج والتي تمثل n=2,3,4 تكون طاقاتها $16E_1, 9E_1, 4E_1$. شكل (5.7) يوضح موقع مستويات الطاقة المسموح بها. لاحظ أن الحالة التي تكون فيها n=0 غير مسموح بها. فهذا يعنى حسب نظرية ميكانيكا الموجة أن الجسم لا يمكن أن يكون في حالة سكون. وإن أقل مستوى لطاقة عندما n=1 ويسمى هذا المستوى بطاقة النقطة صفر Zero-point Energy. هذه النتيجة تتعارض مع النظرية الكلاسيكية والتي تسمح أن تكون E=0 مثلها مثل القيم الموجبة الأخرى لقيمة E .

تعتبر مستويات الطاقة ذات أهمية خاصة، وذلك للأسباب التالية. إذا كان الجسيم مشحونًا كهربيا (مثل الإلكترون) يمكن أن يبعث فوتن عند سقوطه من مستوى طاقة أعلى إلى مستوى طاقة أقل. كذلك يمكن أن يمتص فوتن عندما طاقة هذا الفوتن توافق الفرق في الطاقة بين مستويين مسموح بهما. فمثلا إذا كان تردد الفوتن f، فإن الجسيم سوف ينتقل من مستوى طاقة E_1 إلى مستوى E_2، عندما $hf = E_2 - E_1$.

ويمكن ملاحظة عمليات انبعاث أو امتصاص الفوتن بواسطة المطياف، والذي يعتبر قياس أطوال موجات الطيف عن طريقه هو قياس مباشر للفرق في الطاقة.



شكل (5.7)

مستويات الطاقة لجسيم حركته مقيدة داخل صندوق ذى البعد الواحد x=L

مثال (5.5):

يتحرك إلكترون بين جدارين غير نافدين المسافة بينهما 0.2nm.. احسب مستويات الطاقة لكل من الحالات التالية n=1,2,3.

الحل:

يمكن أن نستخدم معادلة (5.17)، وباستخدام:

$$m = 9.11x10^{-31} kg, L = 0.2nm = 2x10^{-10} m$$

$$E_1 = \frac{h^2}{8mL^2} = \frac{(6.63x10^{-34} J.s)^2}{8(9.11x10^{-31} kg)(2x10^{-10} m)^2}$$
$$= 1.51x10^{-18} J = 9.42eV$$

أما طاقة الحالات n=2,3، فإنها تساوي:

$$E_2 = 4E_1 = 37.7eV, E_3 = 9E_1 = 84.8eV$$

رغم أن هذا المثال يعتبر بدائيًا، ولكن يمكن أن يستخدم لوصف إلكترون موجود داخل فجوة بالبلورة، أو بالتقريب يمثل مستويات طاقة النيكلون بالنواة.

مثال (5.6):

جسيم صغير كتلته 1mg حركته محصورة بين جدارين صلبين المسافة بينهما 1cm.

a) احسب سرعة الجسيم.

b) إذا كانت سرعة الجسيم هي $3x10^{-2} m/s$ احسب قيمة n الموافقة لذلك.

الحل:

a. لكي نحسب أقل سرعة، فإننا نبدأ بحساب أقل طاقة أي الحالة التي تكون فيها n=1.

$$E_1 = \frac{h^2}{8mL^2} = \frac{(6.63x10^{-34} J.s)^2}{8(1x10^{-6} kg)(1x10^{-2} m)^2}$$
$$= 5.49x10^{-58} J$$

والآن بما أن:

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$
$$\frac{1}{2}mv^2 = 5.49x10^{-58} J$$
$$v = [\frac{2(5.49x10^{-58} J)}{1x10^{-6} kg}] = 3.31x10^{-26} m/s$$

تعتبر هذه السرعة صغيرة جدا بحيث يمكن اعتبار الجسم في حالة سكون.

b. طاقة الحركة للجسم هي:

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$
$$= \frac{1}{2}(1x10^{-6} kg)(3x10^{-2} m/s)^2$$
$$= 4.5x10^{-10} J$$
$$E_n = n^2 E_1 = 4.5x10^{-10} J$$
$$n = (\frac{4.5x10^{-10} J}{E_1})^{1/2}$$
$$= (\frac{4.5x10^{-10} J}{5.49x10^{-58} J})^{1/2} = 9.05x10^{23}$$

هذه القيمة كبيرة جدا بحيث لا يمكن أن نستطيع ملاحظة طبيعة التكمية في مستويات الطاقة.

5.7 معادلة شرودنجر The Schrodinger Equation

لقد أشرنا سابقا إلى أن دالة الموجة في حالة دبروجلي يجب أن تحقق معادلة

شرودنجر والتي تم اشتقاقها سنة 1927. أما الهدف الأول في ميكانيكا الموجة هو إيجاد حل لهذه المعادلة، والتي بدورها تنتج لنا دوال الموجه المسموح بها، وكذلك مستويات طاقة النظام. وبالتعامل المناسب مع دوال الموجة يمكن حساب كل القيم التي يمكن قياسها لنظام. وإن الشكل العام لمعادلة الموجة التي تنتشر في اتجاه x هو :

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial^2 t} \quad \text{.........} \quad (5.18)$$

حيث v هي سرعة الموجة، وψ هي دالة الموجة والتي تعتمد على كل من x، t .

عند مناقشتنا لموجات دبروجلي، فإننا سوف نركز على الحالات المقيدة والتي تكون فيها الطاقة الكلية ثابتة. بما أن E=hf، فإن تردد موجة دبروجلي التابعة للجسيم سوف تبقى ثابتة أيضا. في هذه الحالة يمكن كتابة دالة الموجة $\psi(x,t)$ من حدين أحدهما يعتمد على x فقط أما الحد الآخر فأنه يعتمد على t فقط.

$$\psi(x,t)=\psi(x)\cos(\omega t) \quad \text{.........} \quad (5.19)$$

هذه المعادلة تماثل معادلة الموجات الموقوفة في السلك، والتي هي $y(x,t)=y(x)\cos\omega t$ وبالتعويض في معادلة **(5.18)** نحصل على:

$$\cos(\omega t)\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=-(\frac{\omega^2}{v^2})\psi\cos(\omega t)$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=-(\frac{\omega^2}{v^2})\psi \quad \text{.........} \quad (5.20)$$

مع العلم أن $\omega=2\pi f=\frac{2\pi v}{\lambda}$

وعند استخدامنا لموجات دبروجلي فإن λp=h/، وبذلك :

$$\frac{\omega^2}{v^2}=(\frac{2\pi}{\lambda})^2=\frac{4\pi^2}{h^2}p^2=\frac{p^2}{\hbar^2}$$

بالإضافة إلى ذلك يمكن كتابة الطاقة الكلية كمجموع لطاقة الحركة وطاقة الوضع:

$$E = K + U = \frac{p^2}{2m} + U$$
$$p^2 = 2m(K - U)$$

وبذلك $\frac{\omega^2}{v^2} = \frac{p^2}{\hbar^2} = \frac{2m}{\hbar^2}(K - U)$.

بالتعويض في معادلة **(5.20)** :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi$$
$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = (E - U)\psi \qquad \text{.. (5.21)}$$

هذه هي **معادلة شرودنجر** المشهورة والتي تصف لنا حركة الجسيم في بعد واحد (x). بما أن هذه المعادلة لا تعتمد على الزمن ولذلك يشار إليها بمعادلة شرودنجر ذات الزمن المستقل **Time -Independent Schrodinger Equation**. إذا علم شكل طاقة الوضع U(x) لنظام، فإننا نستطيع حل معادلة **(5.21)** ومن ثم الحصول على دوال الموجه وطاقة الحركة للحالات المسموح بها. بما أن U تتغير بالموضع، فأنه من الضروري حل المعادلة عند عدة مناطق. أثناء هذه العملية، فإن دوال الموجة لهذه المناطق يجب أن تتصل ببعضها عند الحدود، وبلغة الرياضيات فإن ψ يجب أن تكون مستمرة بالإضافة إلى ذلك لكي ψ تحقق شرط التسوية (Normalization)، فإننا نطلب من ψ أن تقترب من الصفر عندما x تقترب من ±∞. وأخيرا فإن ψ يجب أن تكون مفردة، وكذلك dψ/dx مستمرة عندما تكون قيمة U(x) محددة.

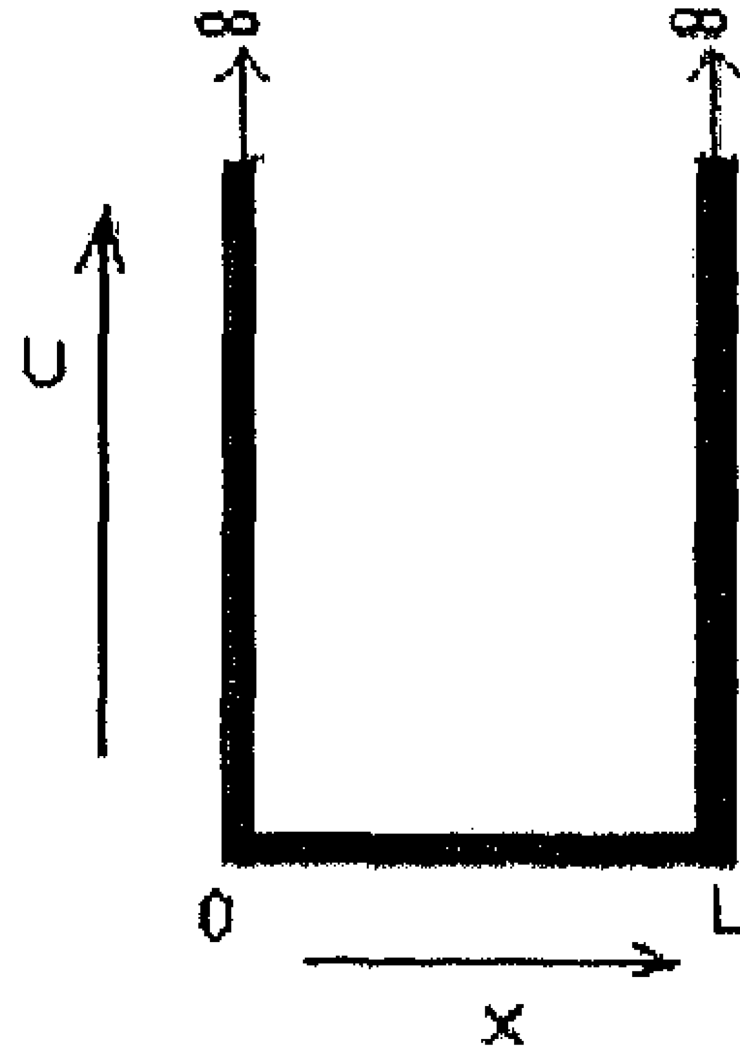
لقد اتضح أن معادلة شرودنجر كانت بالغة النجاح في تفسير تصرف الذرات والأنوي، والتي فشلت النظرية الكلاسيكية في تفسيرها. بالإضافة إلى ذلك عند تطبيق

ميكانيكا الموجة على حركة أجسام منظورة (Macroscopic) فإن النتائج تتفق مع الفيزياء الكلاسيكية كما يتطلب مبدأ التوافق.

5.8 حل معادلة شرودنجر لجسيم في صندوق

Solution of Schrodinger Equation for a Particle in a Box

في هذا الجزء نحاول حل معادلة شرودنجر لجسيم يتحرك في بعد واحد داخل صندوق عرضه L كما هو موضح في شكل (5.8). نفرض أن ارتفاع جدران هذا الصندوق تصل إلى لانهاية (∞)، فهذا يعني أن U(x)=∞ عندما x=0، وx=L. وبما أن طاقة الوضع داخل الصندوق تساوي مقدارًا ثابتًا فأنه من الأفضل اختيار U=0 في هذه المنطقة، وبذلك يمكن كتابة معادلة شرودنجر داخل الصندوق على النحو التالي:



شكل (5.8)

يوضح صندوقا ذا البعد الواحد، حيث عرضه L وارتفاعه لانهائي

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}-\frac{2mE}{\hbar^2}\psi=-K^2\psi$$

$$K=\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \qquad \text{(5.22)}$$

وبما أن ارتفاع الجدران هو لانهاية فإن الجسيم لا يمكن أن يتواجد خارج الصندوق وبذلك ψ (x) يجب أن تساوي صفرًا خارج الصندوق وعند الجدران. وبذلك فإن حل معادلة شرودنجر التي تحقق شروط الحد وهي:

$\psi(x) = 0 x = 0, x = L$ سوف تأخذ الصورة التالية:

$$\psi(x) = A\sin(Kx) \quad \text{.................................} \quad (5.23)$$

لكي نتحقق من صحة ذلك فإننا نعوض في معادلة (5.22)، فمن السهولة أن نلاحظ أن شرط الحد الأول $\psi(0)=0$ يتحقق بالمعادلة (5.23) وذلك لأن $\sin 0=0$، أما الشرط الثاني$\psi(L)=0$ يتحقق فقط عندما $KL= n\pi$ حيث n هو عدد صحيح وبذلك:

$$KL = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} L$$

وبحل هذه المعادلة فإننا نتحصل على الطاقات المسموح بها :

$$E_n = (\frac{h^2}{8mL^2})n^2 \quad \text{.................................} \quad (5.24)$$

وبالمثل فإن دوال الحالة المسموح بها:

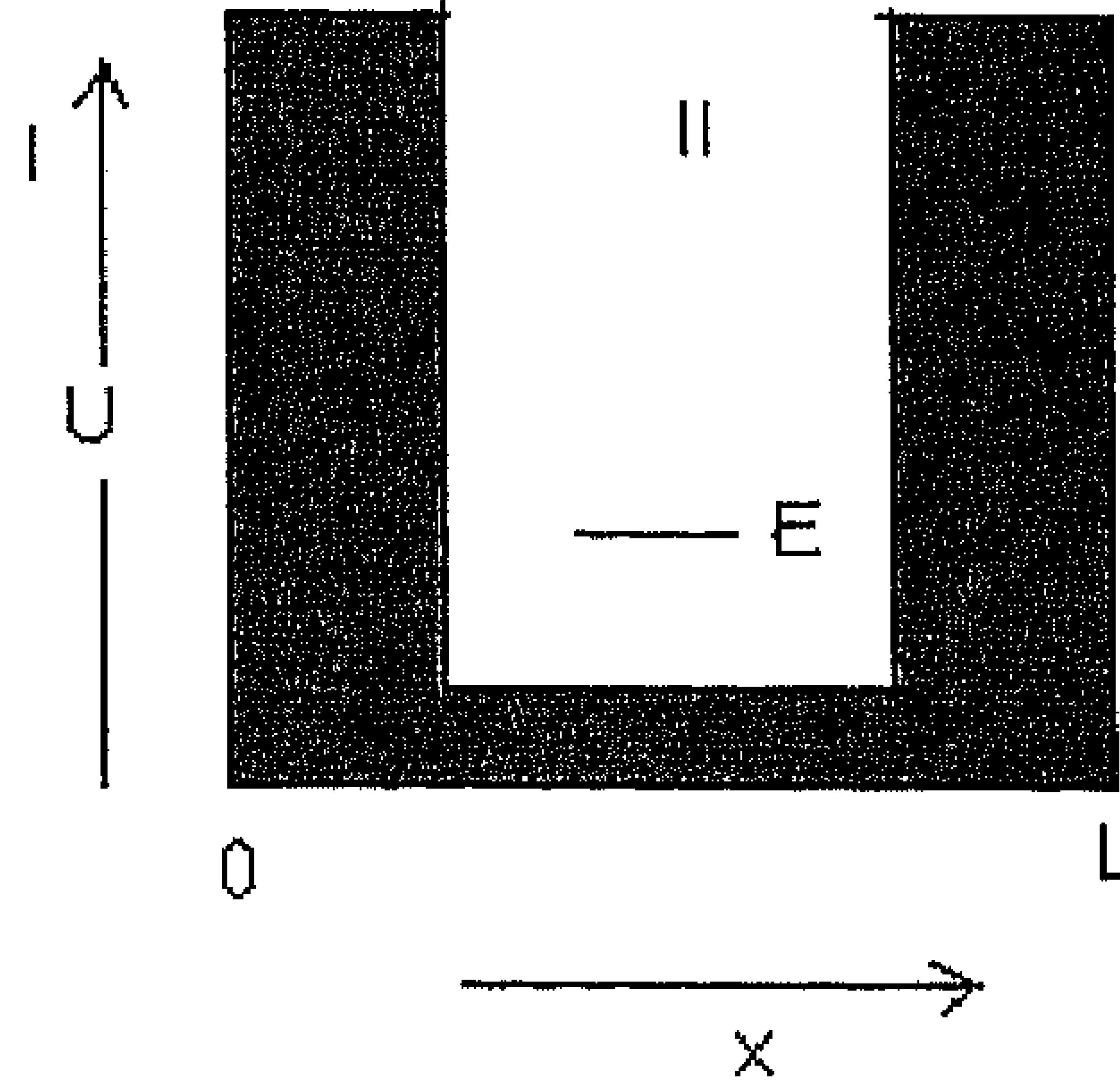
$$\psi_n(x) = A\sin(\frac{n\pi x}{L}) \quad \text{.................................} \quad (5.25)$$

تتفق هذه النتائج مع النتائج السابقة التي تم الحصول عليها في الجزء السابق، ويمكن أن نبرهن على أن ثابت التسوية A يساوي $(2/L)^{\frac{1}{2}}$.

5.9 جسيم في بئر محدود الارتفاع Particle in a Well of Finite Height

والآن نفترض وجود جسيم في بئر ذات جهد محدود الارتفاع U وعرضه L، كما هو موضح في شكل (5.9)، حيث تم اعتبار نقطة الصفر في الطاقة عند قاع البئر. وإذا

كانت طاقة الجسيم هي E وهي أقل من الجهد U، فمن ناحية كلاسيكية فإن الجسيم سوف يبقى مقيداً باستمرار في المنطقة $0<x<L$، ولكن حسب ميكانيكا الكم فإن هناك احتمالية محددة أن يتواجد الجسيم خارج هذه المنطقة، أي أن دالة الموجة لا تساوي صفرًا خارج البئر في المنطقتين I،III، وبذلك فإن الكثافة الاحتمالية لا تساوي صفر أيضا في هذه المناطق. في منطقة II حيث $U=0$ فإن دوال الموجة المسموح بها سوف تكون على هيئة جيب تمام وذلك لأنها تمثل حل المعادلة (**5.22**)، ولكن شرط الحدود لا يتطلب من ψ أن تكون صفرًا عند الجدران كما هو الحال عند الجدران لأنهائية.



شكل (5.9)

يوضح شكل طاقة الوضع لبئر محدود الارتفاع U وعرضه L

معادلة شرودنجر في المنطقتين I،III يمكن كتابتها على الصورة التالية:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = 2m\frac{(U-E)}{\hbar^2}\psi \qquad \textbf{(5.26)}$$

أو

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = c^2\psi \qquad \textbf{(5.27)}$$

حيث الثابت:

$$c^2 = 2m\frac{(U-E)}{\hbar^2}$$

وقيمته موجبة في المنطقتين I،III، أما الحل العام للمعادلة (5.27) هو:

$$\psi = Ae^{CX} + Be^{-CX} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \mathbf{(5.28)}$$

حيث A،B ثابتان. يمكن استخدام هذا الحل كنقطة بداية لإيجاد الحل المناسب في المنطقتين I،III. وإن الدالة التي سوف نختارها يجب أن تبقى محدودة. أما في المنطقة I حيث x<0 فإن الحد B exp-CX فأنه غير وارد. بمعنى آخر يجب أن نضع B=0 في هذه المنطقة لكي نتجنب ψ أن تؤول إلى لا نهاية عندما X تئول إلى قيمة كبيرة في الاتجاه السالب. وبالمثل في منطقة III عندما X>L فإن الحد AexpCX غير وارد ويتم التخلص من هذا الحد وذلك بوضع A=0 في هذه المنطقة، حيث يجنبنا هذا الخيار من أن تؤول قيمة ψ إلى لا نهاية وذلك عندما قيمة X تصبح كبيرة. وبذلك يكون الحل المناسب في المنطقتين I،III .

$$\psi_I = Ae^{CX} \quad X<0$$
$$\psi_{III} = Be^{-CX} \quad X>L$$

أما في منطقة II فإن دالة الموجة تأخذ شكل جيب التمام

$$\psi_{II} = F\sin kx + G\ \cos kx$$

حيث F،G ثابتان. توضح هذه النتائج أن دوال الموجة في مناطق خارج البئر تضمحل اسيًا بالمسافة.

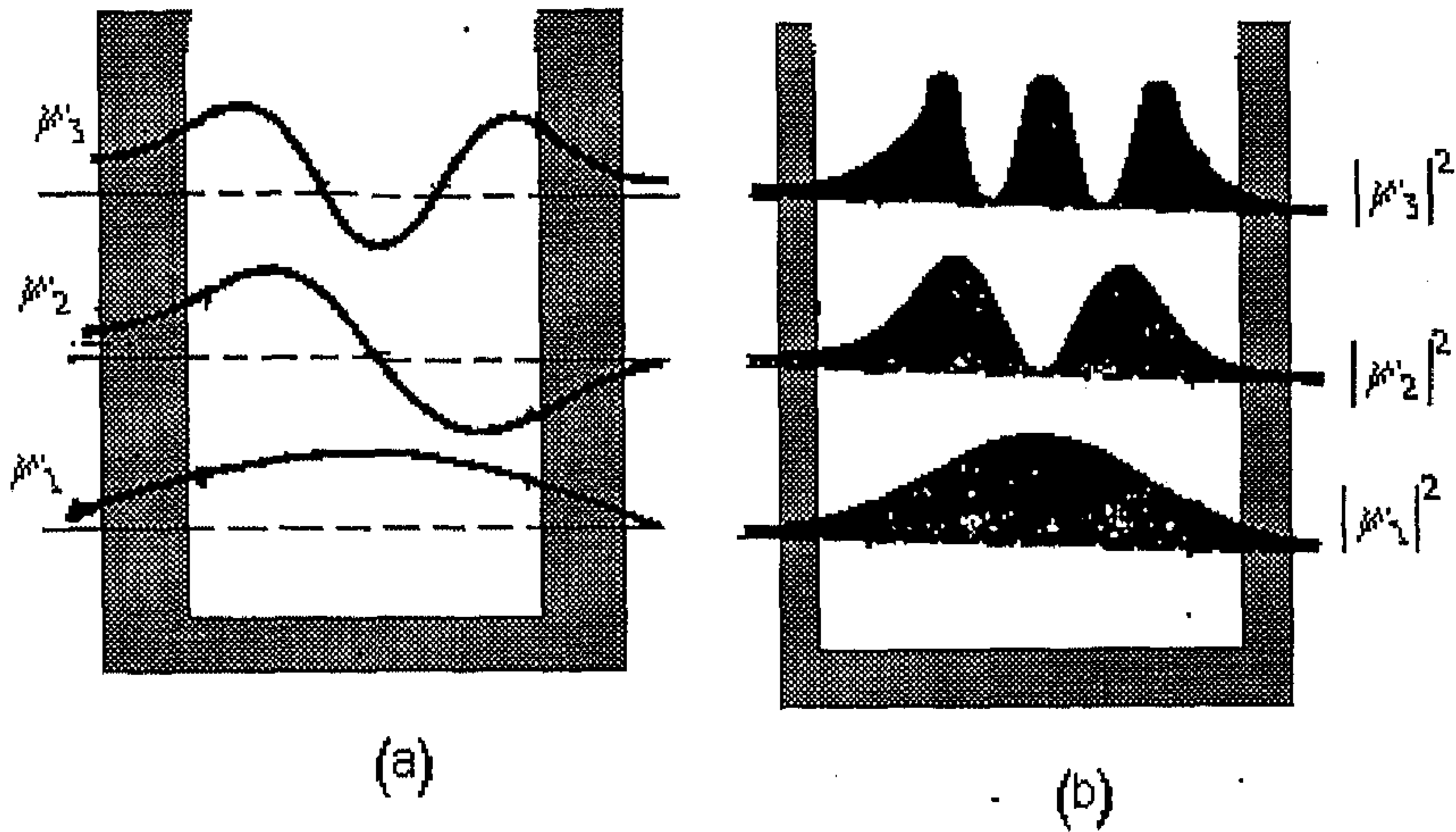
يوضح شكل (5.10) رسمًا لدوال الموجة بالنسبة للحالات الثلاثة الأولي، وكذلك الكثافة الاحتمالية لهذه الحالات، وللحصول على دالة الموجة النهائية فإننا نتطلب الآتي:

عندما X=0 فإن:

$$\frac{d\psi_I}{dx} = \frac{d\psi_{II}}{dx}, \psi_I = \psi_{II}$$

أما عندما X=L فإن:

$$\frac{d\psi_{II}}{dx} = \frac{d\psi_{III}}{dx}, \psi_{II} = \psi_{III}$$



شكل (5.10)

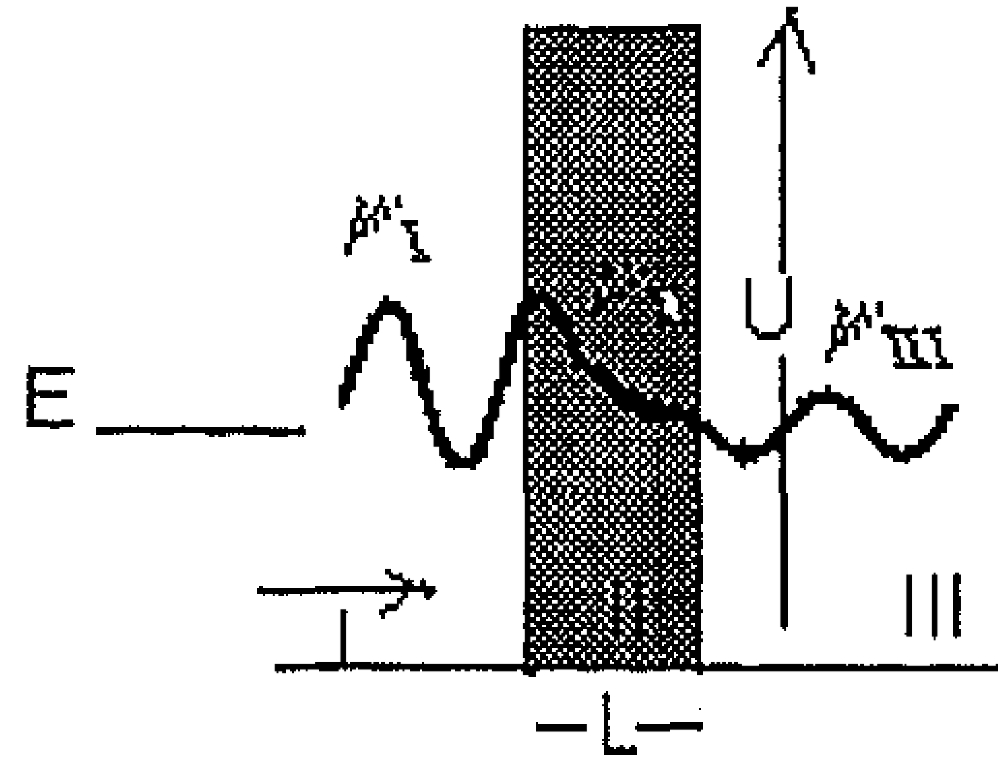
a. دوال الموجة الثلاثة الأولى لجسيم داخل بئر محدود الارتفاع

b. الكثافة الاحتمالية لثلاثة مستويات الطاقة الأولى

5.10 تأثير النفق Tunneling Effect

تحدث إحدى الظواهر المشوقة والغريبة عندما يسقط جسيم على حائل ذى ارتفاع وعرض محدودين. نفرض أن جسيمًا ذا طاقة E سقط على حائل مستطيل ارتفاعه U وعرضه L حيث E<U كما هو موضح في الشكل (**5.11**). من ناحية كلاسيكية فإن

الجسيم سوف ينعكس على الحائل وذلك لأن طاقة الجسيم غير كافية لعبور الحائل، أو حتى اختراقه أي أن المنطقتين II،III غير مسموح بهما لتواجد الجسيم. ولكن حسب ميكانيكا الكم فإن كل المناطق مسموح بها لوجود الجسيم بغض النظر عن طاقته، وذلك لأن سعة موجة المادة المصاحبة للجسيم لا تساوي صفرًا في أي مكان. يوضح شكل (**5.11**) شكل الموجة داخل وخارج الحائل، حيث نلاحظ أن شكل الموجة خارج الحائل عبارة عن جيب تمام، أما داخل الحائل فأنها تقل أسيا، ولكن جميع الموجات الثلاثة متصلة.



شكل (5.11)

دالة الموجة لجسيم ساقط على حائل من جهة اليسار ذى ارتفاع U

بما أن احتمالية وجود الجسيم تتناسب معى $|\psi|^2$، فإننا نستنتج أن فرصة وجود الجسيم في المنطقة III خلف الحائل لا تساوي صفرًا، حيث تعرف هذه الظاهرة بالنفاد من الحائل أو ظاهرة النفق. مع أن الجسيم لا يمكن ملاحظته داخل الحائل (لأن ذلك يتعارض مع قانون بقاء الطاقة)، ولكن له القدرة على اختراق الحائل ومن ثم ملاحظته في المنطقة III. كيف يمكن أن يخترق الجسيم الحائل؟. بالطبع إذا ما عاملنا الجسيم كلاسيكيا فأنه لا يمكن أن يحدث ذلك، ولكن يمكن لموجة دبروجلي المصاحبة للجسيم أن تنفد من خلال الحائل. وبذلك يجب استغلال خاصية ازدواجية الموجة والجسيم لتفسير هذه الظاهرة الغريبة.

يمكن وصف عملية النفق باستخدام معامل النفاد T ومعامل الانعكاس R، حيث يقيس معامل النفاد احتمالية وجود الجسيم إلى الجانب الآخر من الحائل، بينما يقيس معامل الانعكاس احتمالية انعكاس الجسيم من على الحائل، وبما أن الجسيم الساقط إما أن ينفد أو ينعكس فإن T+R=1. ويمكن كتابة معامل النفاد بصورة تقريبية عندما T<<1 (أي أن الحائل إما أن يكون شاهق الارتفاع أو عريضًا) كالآتي:

$$T \cong e^{-2KL}$$

$$K = \frac{\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar} \quad \text{.......................................} \quad \textbf{(5.29)}$$

مثال (5.7): سقط إلكترون بطاقة قدرها 30eV على حائل مربع ارتفاعه 40eV. احسب الاحتمالية التي يمكن أن ينفد من خلال الحائل إذا كان عرض الحائل a. 1nm b. 0.1nm **الحل :** **a)** أولا نحسب الكمية : $U-K=(40eV-30eV)=10eV$ $=1.6x10^{-18}J$ من معادلة **(5.29)** وبمعلومة L=1nm، فإن الكمية 2KL: $2KL$ $=2\frac{\sqrt{2(9.11x10^{-31}Kg)(1.6x10^{-18}J)}}{1.054x10^{-34}J.s}$ $(1x10^{-9}m)=32.4$	وبذلك تكون احتمالية نفاد الإلكترون من الحائل هي: $T=e^{-2KL}=e^{-32.4}=8.49x10^{-15}$ أي تكون فرصة الإلكترون من النفاد خلال الحائل هي 1 في كل 10^{14} . **b)** عندما تكون L=0.1nm فإن 2KL=3.24 فإن احتمالية نفاد الإلكترون من الحائل هي: $T=e^{-2KL}=e^{-3.24}=0.0392$ تشير هذه النتيجة إلى أن الإلكترون سوف تكون لديه احتمالية أكبر (4٪) لنفاد الحائل الذي عرضه 0.1nm. أي أن تقليل عرض الحائل برتبة واحدة في المقدار زاد من احتمالية النفاد من الحائل باثنتي عشرة رتبة في المقدار.

- **تطبيقات تأثير النفق:**

لقد شاهدنا في الجزء السابق أن عملية النفق هي ظاهرة تخص ميكانيكا الكم، حيث تتجلى فيها طبيعة الموجة للمادة. هناك العديد من الأمثلة على مستوى الذرة والنواة والتي يكون فيها تأثير النفق مهما جدا. فيما يلي سوف نصف بإيجاز أربعة أمثلة تستخدم فيها هذه الظاهرة.

- **صمام النفق الثنائي Tunnel Diode**

هذا الصمام هو عبارة عن جهاز من أشباه الموصلات، مشحون بشحنتين متضادتين ومفصولتين بمنطقة ضيقة متعادلة. أما التيار الناتج في هذا الصمام فهو كبير وذلك لأنه ناتج عن اختراق الإلكترونات للمنطقة المتعادلة. ويمكن التحكم في هذا التيار أو معدل اختراق الإلكترونات خلال المنطقة المتعادلة بمدى كبير وذلك بتعديل الجهد في اتجاه معين والذي بدوره يغير من ارتفاع الحائل.

- **ملتقى جاسفن Josephson junction**

يتكون ملتقى جاسفن من طبقتين من مادة فائقة التوصيل الكهربي ومفصولتين بعازل رقيق من الأكسيد بسمك ما بين 1 و 2 نانومتر. تحت ظروف معينة، حيث الإلكترونات المزدوجة في مادة فائقة التوصيل الكهربي تنفد من أحد طبقات فائقة التوصيل إلى الأخرى عبر طبقة الأكسيد. وقد تم ملاحظة عدة تأثيرات من هذا النوع من الملتقى. فمثلا لوحظ وجود تيار مستمر عبر الملتقى في غياب المجال الكهربي أو المغنطيسي، وعند توصيل الملتقى بجهد V في اتجاه معين لوحظ تذبذب في التيار بتردد $f=2eV/h$. حيث e هي شحنة الإلكترون. سوف نرجع لهذا الموضوع عند دراستنا لباب التوصيل الفائق في الباب الثامن.

- **اضمحلال ألفا Alpha decay**

إن إحدى أشكال الاضمحلال الإشعاعي هو انبعاث جسيمات ألفا (أنويه ذرات

الهليوم) من نوايا ثقيلة غير مستقرة. ولكي تنبعث جسيمات ألفا من النواة يجب أن تخترق الحائل الناتج عن قوة التجاذب النووي وقوة التنافر لكولوم بين جسيمات ألفا والأجزاء الأخرى المتبقية في النواة. وإن اختراق جسيمات ألفا للحائل يفسر لنا العملية الأساسية لهذا النوع من الاضمحلال، والتغير الكبير في متوسط العمر الزمني لكثير من أنويه العناصر المشعة، وسوف نرجع لهذا الموضوع في الباب التاسع.

- **المجهر النفقي الماسح Scanning Tunneling Microscope (STM)**

يستخدم هذا الجهاز تأثير النفق للحصول على صورة للسطوح بدرجة عالية من التحليل والتي تصل إلى حجم الذرة. حيث يستخدم مجسًا صغيرًا ذا رأس رفيع لمسح سطح العينة. ويتم ذلك عن طريق المحافظة على تيار نفقي بين المجس والعينة، فهذا التيار يكون حساسًا جدا للمسافة الفاصلة بين المجس والعينة ومن ثم الحصول على إشارة تستخدم لرفع و خفض المجس أثناء مسحه للسطح. وبما أن الحركة الرأسية للمجس تتبع السطح المتعرج للعينة فهذا يمكنا من الحصول على صورة للسطح.

5.11 المتذبذب التوافقي البسيط The Simple Harmonic Oscillator

في الجزء الأخير من هذا الباب سوف نناقش حركة جسيم تحت تأثير قوة راجعة (restoring) $F=-Kx$، حيث x الإزاحة من نقطة الاستقرار ($x=0$)، وK ثابت القوة. تسمى الحركة الكلاسيكية لهذا الجسيم بالحركة التوافقية البسيطة. وطاقة الوضع لهذا النظام هي:

$$U=\frac{1}{2}Kx^2=\frac{1}{2}m\omega^2x^2$$

حيث ω هي التردد الزاوي وتساوي $\omega=\sqrt{\frac{K}{m}}$. من ناحية كلاسيكية عند إزاحة

الجسيم من موضع الاستقرار فأنه سوف يتذبذب بين الموضعين x=-A و x=A حيث A سعة الحركة، بالإضافة إلى ذلك فإن الطاقة الكلية:

$$E = K + U = \frac{1}{2}KA^2 = \frac{1}{2}m\omega^2 A^2$$

في هذا النموذج الكلاسيكي كل قيم E مسموح بها وقيمتها تساوي صفرًا عندما يكون الجسيم في حالة استقرار أي عندما x=0.

والآن ندرس معادلة الحركة لشرودنجر لهذه المسألة وذلك عن طريق تعويض طاقة الوضع $U = \frac{1}{2}m\omega^2 x^2$ في معادلة (5.21) :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -[\frac{(2mE)}{\hbar^2} - (\frac{m\omega}{\hbar})^2 x^2]\psi \quad \text{.................................} \quad \textbf{(5.30)}$$

إن حل هذه المعادلة يتطلب الدراية ببعض الطرق الرياضية الخاصة والتي سوف نؤجلها إلى باب آخر، ولكن سوف نفترض حل هذه المعادلة وذلك بفرض دالة الموجة:

$$\psi = Be^{-Cx^2} \quad \text{...} \quad \textbf{(5.31)}$$

بتعويض هذه المعادلة في معادلة (5.30) نجد أنها تحققها بشرط أن :

$E = \frac{1}{2}\hbar\omega$, $C = \frac{m\omega}{2\hbar}$ ولكن الحل الذي تم افتراضه يمثل الحالة الدنيا لنظام فقط. هذه الحالة لديها أقل مستوى لطاقة وهو $\frac{1}{2}\hbar\omega$ والتي تعرف بطاقة نقطة الصفر لنظام. وبالتعويض في معادلة:

$$\psi = Be^{-(m\omega/2\hbar)x^2} \quad \text{...} \quad \textbf{(5.32)}$$

يعتبر هذا الحل أحد الحلول فقط للمعادلة (5.30). أما الحلول الباقية والتي تصف حالات التهيج فهي أكثر تعقيدا، ولكن جميعها تشترك في المعامل الأسى e^{-Cx^2} مضروبا في البا نيوميل x .

أما مستويات الطاقة للمذبذب التوافقي فهي مكماة، حيث نتوقع أن توصف بالمعادلة التالية:

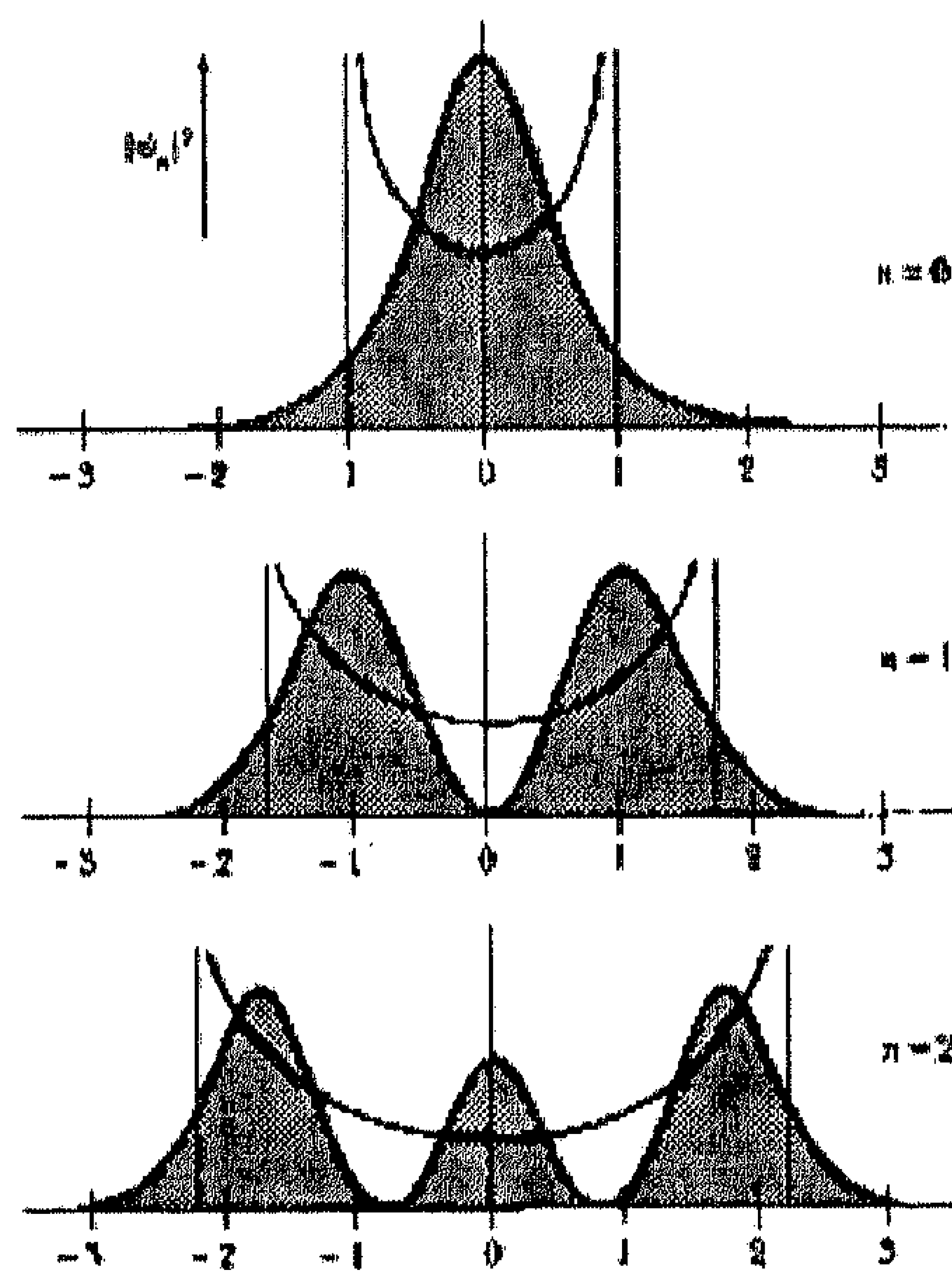
$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \; n = 0,1,2,...... \qquad (5.33)$$

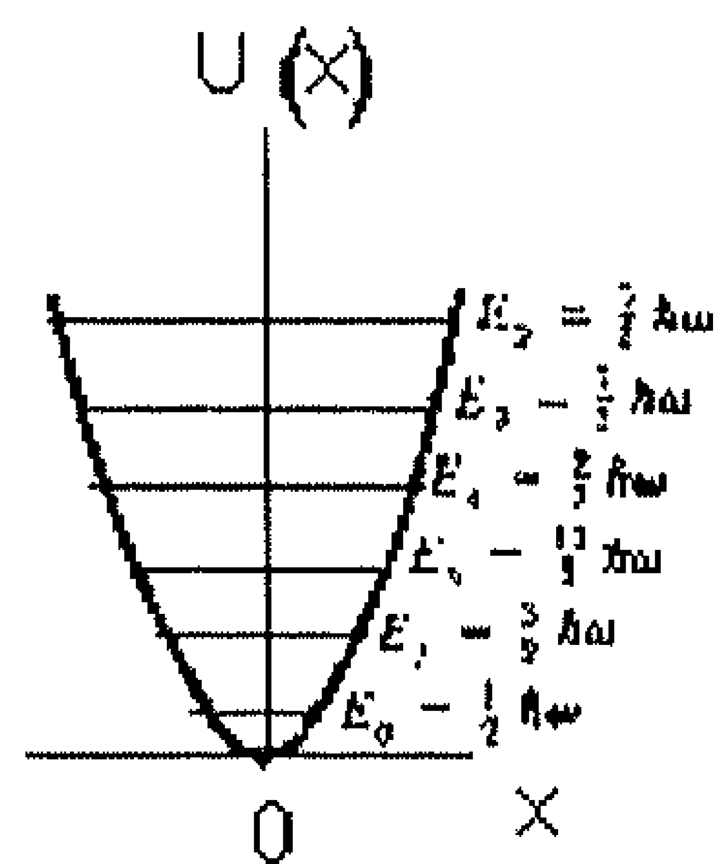
وإن الحالة التي تكون فيها n=0 تعرف بالحالة الدنيا والتي طاقتها هي $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$، أما الحالة التي تكون فيها n=1 تمثل حالة التهيج الأولي والتي طاقتها هي $E_n = \frac{3}{2}\hbar\omega$ وهكذا.

يوضح شكل **(5.12)** مستويات الطاقة لهذا النظام وكذلك الكثافة الاحتمالية. نلاحظ أن المسافة الفاصلة بين مستويين من الطاقة متساوية وتساوي:

$$\Delta E = \hbar\omega \qquad (5.34)$$

وبذلك فإن حل ميكانيكا الكم لمسألة المذبذب التوافقي تتوقع وجود سلسلة من مستويات الطاقة ذات الأبعاد المتساوية، حيث المسافة الفاصلة بينهم هي $\hbar\omega$. تمثل هذه النتيجة مبررا للافتراضات الكمية التي وضعها بلانك قبل شرودنجر بخمسة وعشرين عاما.





(a) (b)

شكل (5.12)

(a) يوضح هذا الشكل مستويات الطاقة لمذبذب التوافقي البسيط، نلاحظ تساوي المسافات.
(b) الكثافة الاحتمالية لبعض الحالات للمذبذب التوافقي البسيط.

الملخص

• علاقة دبروجلي:

كل جسيم كتلته m وكمية حركته p تكون له خواص شبه الموجه حسب العلاقة التالية:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

• مبدأ اللايقين (الريبة) لهيزنبرق:

والذي يقول إذا أجريت قياسات على الموضع بدقة Δx وفي نفس الوقت أجريت قياسات على كمية الحركة بدقة Δp، فإن حاصل ضرب هاتين القيمتين لا يمكن أن تكون أقل من $\hbar$.

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar$$

• شرط التسوية:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 \, dx = 1$$

يعرف هذا بشرط التسوية.

• القيمة المتوقعة:

تعرف القيمة المتوقعة للموضع x بالآتي:

$$< x >= \int_{-\infty}^{\infty} x |\psi|^2 \, dx$$

• دوال الموجة المسموح بها لجسيم في صندوق:

$$\psi(x) = A \sin(\frac{n\pi x}{L}) n = 1,2,3......$$

- قيم الطاقة المسموح بها لجسيم في صندوق:

$$E_n = (\frac{h^2}{8mL^2})n^2 \quad n = 1,2,3.....$$

- معادلة شرودنجر غير معتمدة على الزمن:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi$$

حيث E هي الطاقة الكلية وU طاقة الوضع.

- قيم الطاقة المسموح بها للمذبذب التوافقي .

$$E_n = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega \quad n = 0,1,2,.....$$

مسائل الباب الخامس

5.1 احسب طول موجة دبروجلي لبروتون يتحرك بسرعة $10^6 m/s$.

5.2 احسب طول موجة دبروجلي لشخص كتلته Kg75 ويهرول بسرعة m/s5 .

5.3 احسب طول موجة دبروجلي لكرة كتلتها Kg0.15 وتتحرك بسرعة m/s20

5.4 اثبت أن طول موجة دبروجلي للإلكترون الذي تم تعجيله من السكون خلال فرق جهد V هي $\lambda = 1.226\sqrt{V} nm$، حيث V بالفولت.

5.5 إذا كان طول موجة دبروجلي للإلكترون يساوي قطر ذرة الهيدروجين. فما هي طاقة حركة الإلكترون. قارن هذه الطاقة بالطاقة الدنيا لذرة الهيدروجين.

5.6 إذا تم تعجيل الإلكترون في المجهر الإلكتروني عن طريق فرق جهد قدره V40000. احسب نظريا أصغر مسافة بين الجسيمات التي يمكن مشاهدتها.

5.7 استخدم مصدر ضوئي لتعيين موضع إلكترون في الذرة بدقة حيث كانت $\Delta x = 0.05nm$. احسب مقدار الريبة في السرعة (Δv).

5.8 إذا كانت طاقة الحركة لبروتون هي 1MeV، وإذا كانت نسبة الريبة في قياس كمية الحركة هي 5٪. احسب قيمة الريبة عند تعيين الموضع(Δx).

5.9 طفل صغير يرمي بكرات صغيرة من على السلم في اتجاه نقطة على الأرض .

أ) باستخدام مبدأ الريبة وضح أن المسافة الخاطئة في الموضع تساوي: $\Delta x = (\frac{\hbar}{m})^{\frac{1}{2}}(\frac{H}{2g})^{\frac{1}{4}}$ حيث H هو الارتفاع الذي تسقط منه الكرات، m هي كتلة الكرة.

ب) إذا كانت H=2m و m=0.5g. ما هي قيمة Δx.

5.10 إذا كانت داله الموجة للإلكترون هي $\psi = A\sin(5x10^{10}x)$ حيث x بالمتر، أوجد:

أ) طول موجة دبروجلي للإلكترون.

ب) كمية الحركة للإلكترون.

ج) طاقة الإلكترون بالإلكترون فولت (eV) .

5.11 إذا كانت داله الموجة للإلكترون هي: $\psi = \sqrt{\frac{2}{L}}\sin(\frac{2\pi}{L}x)$ احسب احتمالية وجود الإلكترون بين النقطتين x=0 و x=L/4 .

5.12 إلكترون مقيد أن يتحرك في بعد واحد (L)، حيث كانت طاقة الحالة الدنيا (n=1) هي 2eV.

أ) ما هو عرض هذه المنطقة (L)؟

ب) ما هي الطاقة اللازمة لانتقال الإلكترون إلى أول مستوى تهيج؟

5.13 استخدم نموذج جسيم في صندوق لحساب مستويات الطاقة الثلاثة الأولى لنيوترون مقيد داخل نواة قطرها $2x10^{-5}nm$.

5.14 يمكن اعتبار جسيم ألفا داخل النواة كجسيم يتحرك داخل صندوق عرضه $10^{-14}m$ (بالتقريب قطر النواة). استخدم هذا النموذج لتقدير طاقة وكمية الحركة لجسيم ألفا في مستوى الطاقة الدنيا (علما أن كتلة جسيم ألفا هي $(4x1.66x10^{-27}Kg)$).

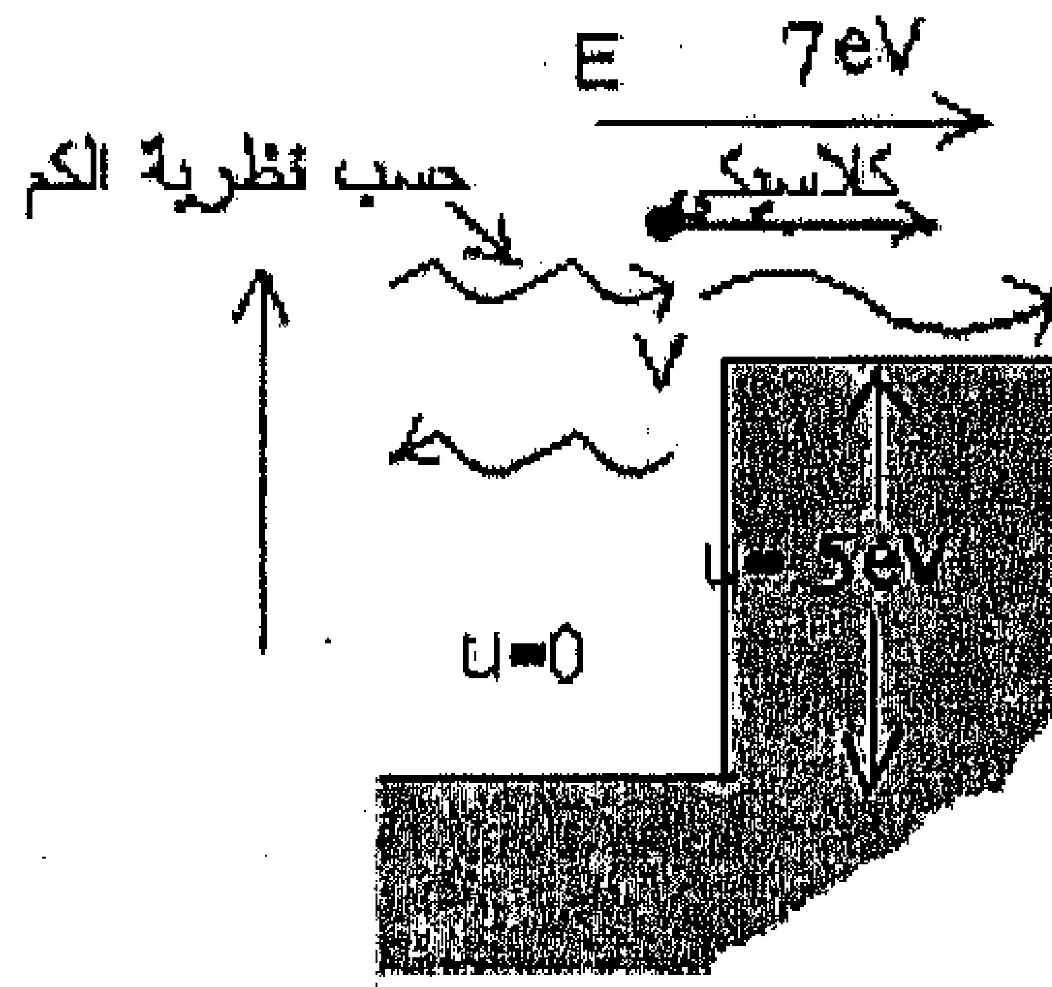
5.15 ينبعث من ليزر الروبي ضوء طول موجته nm694.3. فإذا كان هذا الضوء ناتجًا عن الانتقال من مستوى n=2 إلى مستوي n=1 للإلكترون الموجود في صندوق. احسب عرض هذا الصندوق.

5.16 من المعروف أن ذاله الموجة لجسيم تكون حركته مقيدة داخل صندوق ذي البعد الواحد هي $\psi = A\sin(\frac{n\pi}{L}x)$ استخدم شرط التسوية لدالة الموجة ψ لتوضيح أن الثابت A يساوي $A=\sqrt{\frac{2}{L}}$ (علما أن شرط التسوية هو $\int_0^L |\psi|^2 dx = 1$)

5.17 اثبت أن دالة الموجة المعتمدة على الزمن: $\psi = Ae^{i(Kx-\omega t)}$ تحقق كل من معادلة الموجة (**5.18**) وكذلك معادلة شرودنجر (**5.21**).

5.18 ارسم دالة الموجة ψ والكثافة الاحتمالية $|\psi(x)|^2$ في حالة البئر محدود الجهد شكل (**5.10**) عند n=4 .

5.19 جسيم طاقة حركته 7eV يتحرك من منطقة جهدها صفر إلى منطقة جهدها 5eV شكل (**5.13**). من ناحية كلاسيكية نتوقع أن الجسيم سوف يستمر ولكن بطاقة حركة أقل، حسب ميكانيكا الكم، فإن الجسيم لديه احتمالية الاختراق وكذلك الانعكاس، احسب هذه الاحتمالية.

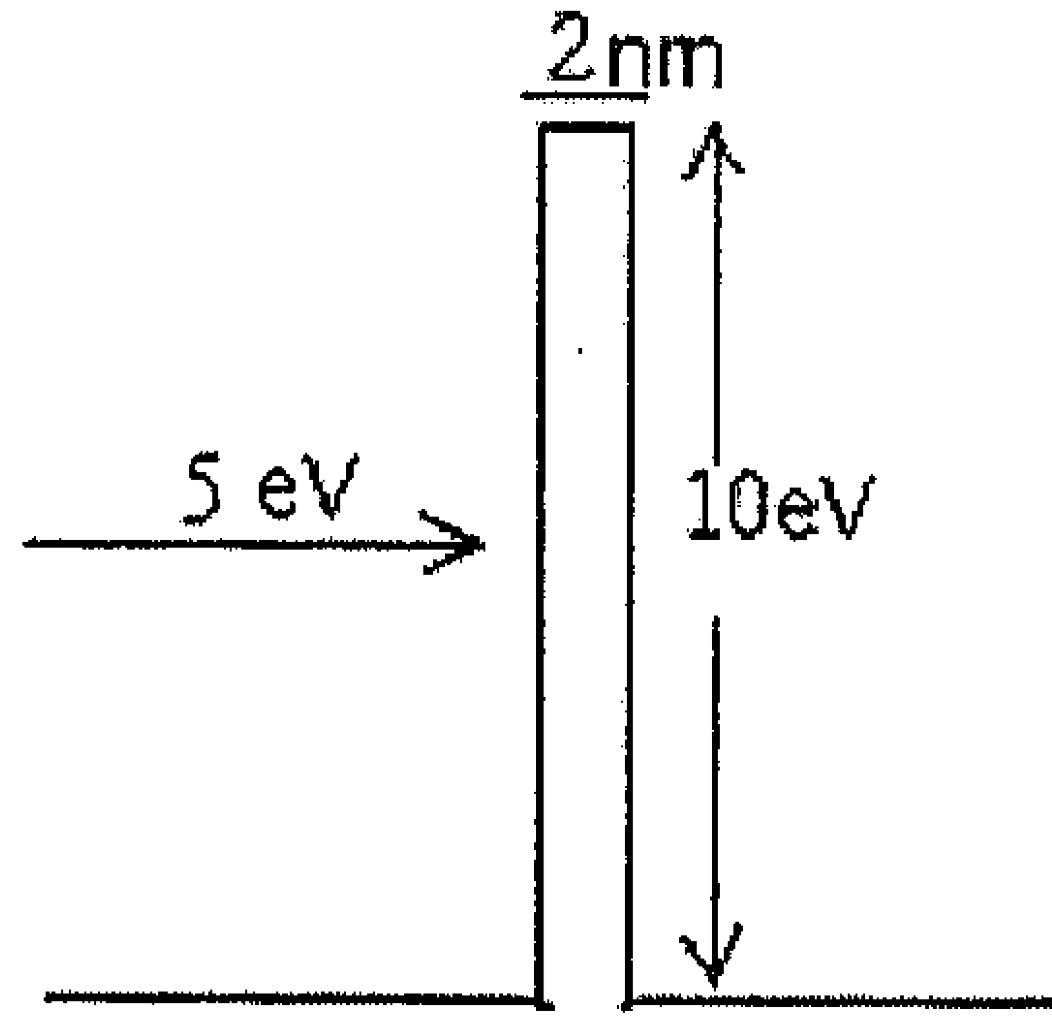


شكل (5.13) **مسألة** (5.19)

5.20 سقط إلكترون بطاقة 5eV على حائل سمكة 2nm وارتفاعه 10eV شكل (5.14):

أ) ما هي احتمالية اختراق الإلكترون للحائل.

ب) ما هي احتمالية انعكاس الإلكترون من الحائل.



شكل (5.14) مسألة (5.20)

5.21 وضح أن طاقة المذبذب في معادلة (5.34) توافق السعة الكلاسيكية

$$A=\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}(2n+1)}$$

5.22 a) وضح إن العلاقة بين الريبة في الموضع وطول الموجة هي $\Delta x\Delta\lambda\geq\lambda^{2}$.

b) استخدم هذه النتيجة لحساب Δx إذا علم أن $\lambda=500nm$, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=1\%$.

c) احسب Δx إذا كانت $\lambda=1m$, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=1\%$.

5.23 وضح أنه إذا كانت $\Delta x\ \Delta p=\frac{\hbar}{2}$ ، وإن أقل طاقة للمذبذب التوافقي البسيط هي $\frac{1}{2}\hbar\omega=\frac{1}{2}hf$. فما هي أقل طاقة بالجول لكتلة Kg0.01 تهتز بواسطة زنبرك ثابت القوة فيه يساوي (K=1N/m).

الباب السادس

الفيزياء الذرية

Atomic Physics

مقدمة

تعرضنا في الباب السابق إلى بعض المفاهيم الأساسية والطرق المستخدمة في ميكانيكا الكم وأيضا إلى تطبيقاتها على بعض النظم البسيطة. وفي هذا الباب سوف نتعامل مع تطبيقات ميكانيكا الكم لعالم تركيب الذرة الحقيقي. حيث تم تخصيص جزء كبير من هذا الباب لدراسة ذرة الهيدروجين من نظرة ميكانيكا الكم. رغم إن ذرة الهيدروجين هي أبسط النظم الذرية ولكنها اختصت بأهمية بالغة للأسباب الآتية:

1. إن أغلب الأشياء التي سوف نتعلمها عن ذرة الهيدروجين أحادية الإلكترون، يمكن تطبيقها على الأيونات أحادية الإلكترون مثل He^{+}, Li^{2+} والتي تسمى بشبية - الهيدروجين من ناحية التركيب.

2. تعتبر ذرة الهيدروجين نظام مثالي لأجراء اختبارات دقيقة على مدى توافق النظرية مع النتائج التجريبية، وذلك لتطوير مفهومنا العام للتركيب الذري.

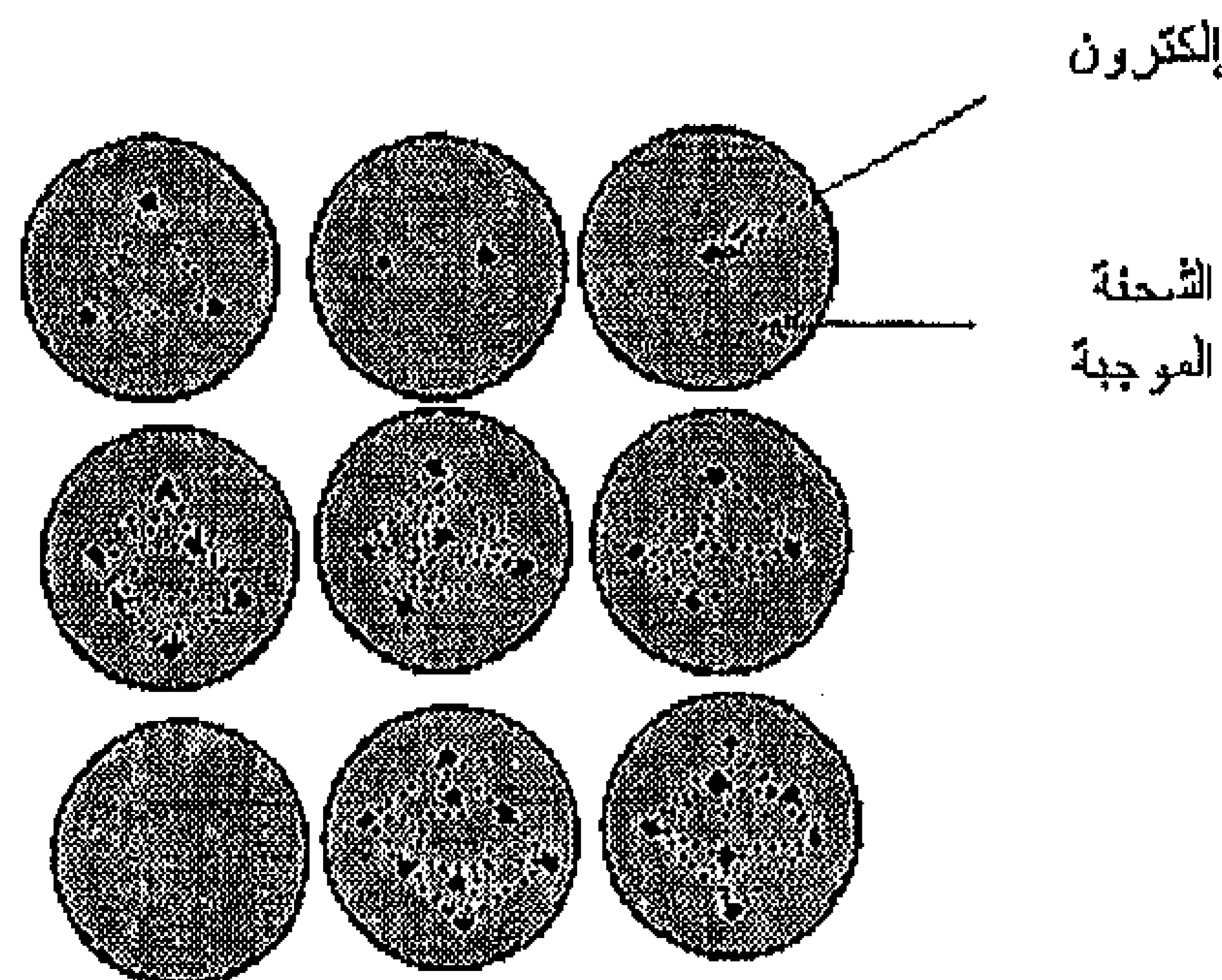
3. يجب فهم الأفكار الأساسية حول التركيب الذري فهما جيدا قبل التعامل مع التركيب الجزيء المعقد والتركيب الإلكتروني للمواد.

إن تطبيق الحل الرياضي لمعادلة شرودنجر على ذرة الهيدروجين سوف يقودنا إلى وصف متكامل وجميل لمختلف خواص هذه الذرة. ولكن هذا الحل الرياضي المتكامل خارج عن نطاق هذا الكتاب، وبذلك سوف نتجنب تفاصيل هذا الحل ونكتفي بمناقشة بعض حالات الهيدروجين والأعداد الكمية المستخدمة لتصنيف حالات

الاستقرار المختلفة. وسوف نطرح في هذا الباب بعض المفاهيم الفيزيائية الجديدة مثل مبدأ الاستبعاد. حيث يعتبر هذا المفهوم الفيزيائي مهمًا جدًا لفهم خواص ذرات متعددة الإلكترونات، وأيضا ترتيب العناصر في الجدول الدوري. ففي الحقيقة إن ما يتضمنه مبدأ الاستبعاد يقودنا بالتقريب إلى نفس مضمون معادلة شرودنجر. وأخيرا سوف نطبق معلوماتنا على التركيب الذري لوصف العمليات الداخلة في إنتاج أشعة - x وفي طريقة عمل الليزر.

6.1 النماذج القديمة للذرة Early Models of the Atom

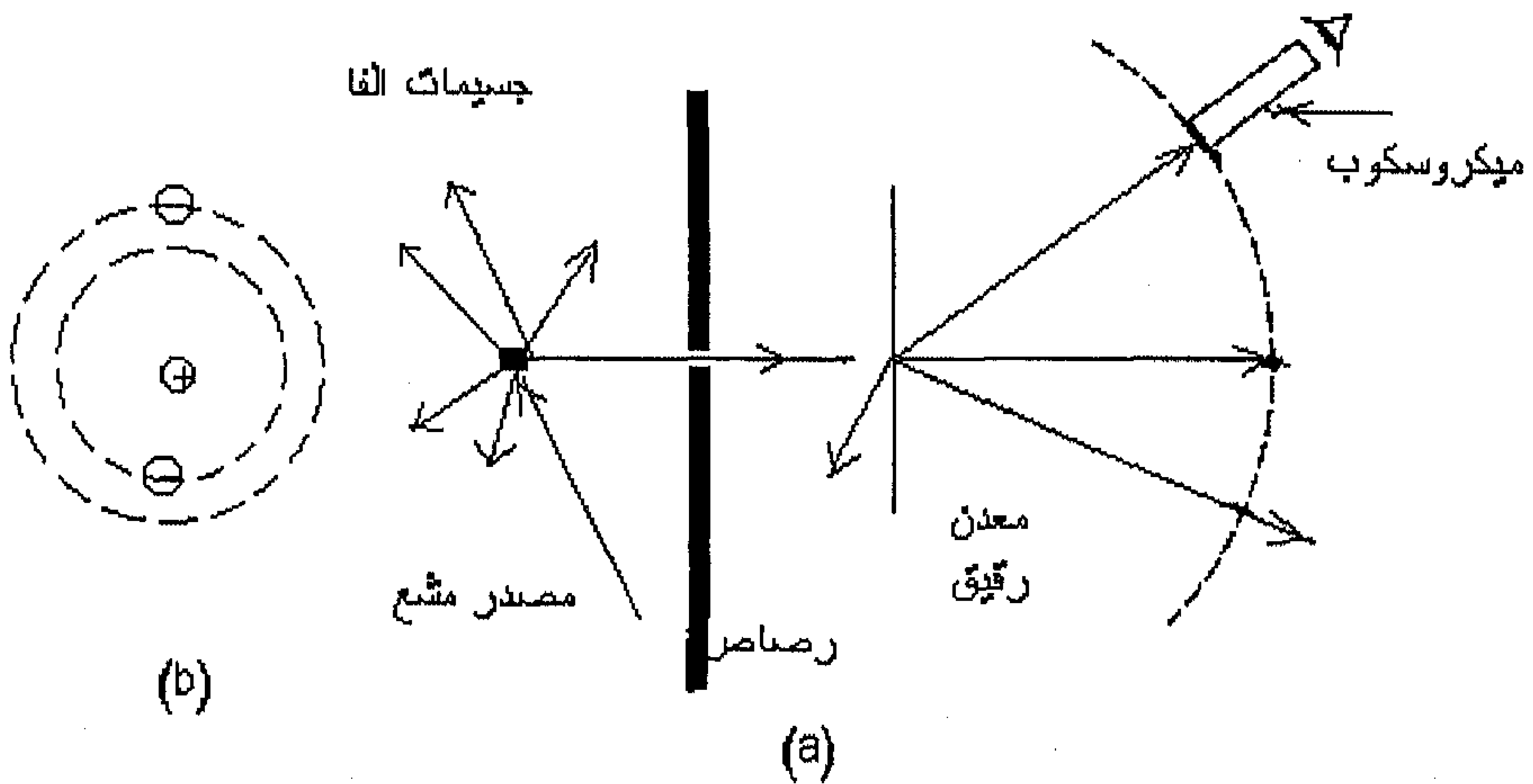
إن نموذج الذرة المعروف حتى زمن نيوتن هو عبارة عن كرات صلبة صغيرة جدا غير قابلة لتجزيئة، حيث كان هذا النموذج هو الأساس التي ارتكزت علية نظرية الحركة للغازات. ولكن عند اكتشاف الطبيعة الكهربية للذرات أصبح من الضروري اقتراح نموذج جديد للذرة. فقد اقترح طمسون (J.J.Thomson) نموذجه والذي تصور فيه أن الذرة عبارة عن حيز مستمر ممتلئ بالشحنة الموجبة حيث يتم فيه توزيع الشحنات السالبة بطريقة مبعثرة (مثل البطيخة التي تحتوي بداخلها على بذور) يوضح شكل (**6.1**) هذا التصور ويعرف بنموذج طمسون.



شكل (6.1)

نموذج طمسون لذرات في ثلاثة أبعاد حسب تخيله في محاضرته سنة 1905

في سنة 1911 اقترح العالم ردرفورد(Ernest Rutherford) وطلبته ضرورة إعادة النظر في نموذج طمسون وذلك بعد إجراء تجربتهم المشهورة، والتي تم فيها إسقاط شعاع من جسيمات ألفا المشحونة بشحنة موجبة (والتي تعرف الآن بنوايا ذرات الهليوم) على شريحة من معدن رقيق جدا أنظر شكل (6.2). أما نتائج هذه التجربة فقد كانت مدهشة، حيث وجد أن معظم جسيمات ألفا قد مرت خلال الرقاقة المعدنية، بالإضافة إلى ذلك فإن عددًا كبيرًا من جسيمات ألفا تم انحرافها بزاوية كبيرة عن مسارها الأصلي، وأن بعض جسيمات ألفا تم ارتدادها إلى الخلف أي تم انعكاس مسارها الأصلي. وعند اخبار ردرفورد بهذه النتيجة أجاب **"يعتبر هذا الحدث من أغرب الأشياء التي حدثت في حياتي، فهذا الحدث من الغرابة كمثل إطلاق قذيفة من عيار 15 بوصة على ورقة كلينكس ثم ترجع هذه القذيفة إلى الخلف"**.



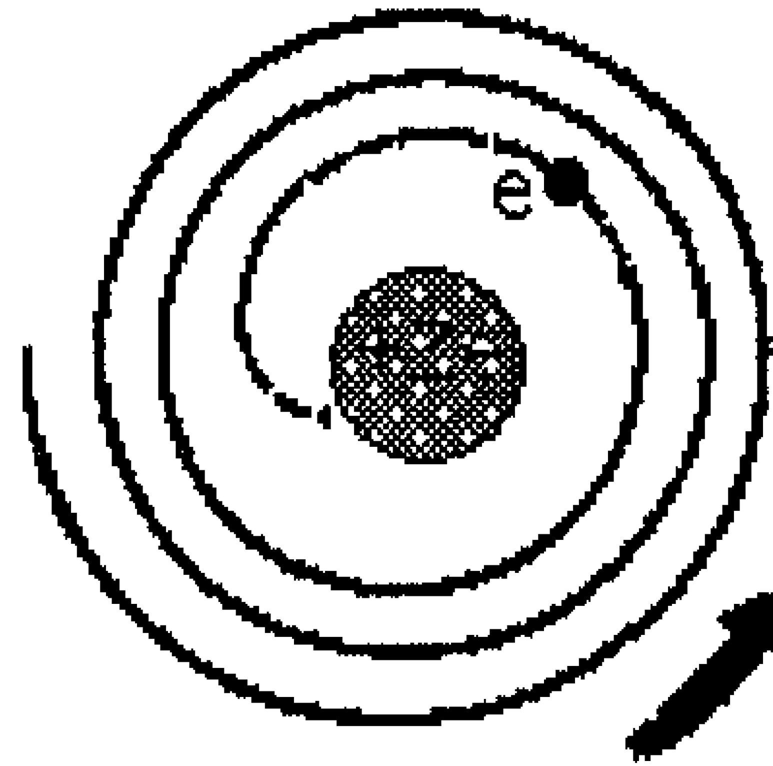
شكل (6.2)

a) تجربة رادرفورد لمشاهدة انحراف جسيمات ألفا.

b) نموذج الذرة لرادرفورد والذي يشبه نظام المجموعة الشمسية

لم يكن في الحقيقة متوقعًا مثل هذا الانحراف الكبير. فحسب نموذج طمسون، جسيم ألفا سوف لن يمر بالقرب من جسم كبير مشحون بشحنة موجبة ليسبب هذا الانحراف وذلك لأن الشحنة الموجبة غير مركزة في مكان واحد. لقد فسر ردرفورد هذه الملاحظات بافتراضه وجود شحنة موجبة كبيرة مركزة في حيز صغير بالنسبة لذرة تعرف الآن بالنواة. وإن الإلكترونات التابعة لهذه الذرة تكون بعيدة عن النواة، ولكي يفسر لماذا الإلكترونات لا تنجذب إلى النواة؟ اقترح ردرفورد نموذج شبيه بنموذج المجموعة الشمسية، حيث تخيل أن الإلكترونات كأجسام تدور في مدارات دائرية حول النواة ذات الشحنة الموجبة شكل (6.2).

لقد واجه نموذج رادرفورد لذرة صعوبات رئيسة. لقد شاهدنا في الباب (الرابع) أن الذرة ينبعث منها إشعاعات كهر ومغنطيسية ذات صفات ترددية معينة لا غير، وإن نموذج ردرفورد لم يستطع تفسير ذلك. أما الصعوبة الثانية فهي حسب النظرية الكلاسيكية إن الجسيم المشحون المتسارع سوف يفقد طاقته باستمرار على هيئة موجات كهر ومغنطيسية. أي أن نموذج رادرفورد سوف يقودنا إلى كارثة وذلك عند إشعاع الإلكترون طاقته فإن نصف قطر مداره سوف يقل بالتدريج أي يزداد تردده مما يؤدى إلى انهيار الذرة واصطدام الإلكترون بالنواة كما هو موضح في شكل (6.3).



شكل (6.3)

النموذج الكلاسيكي لنواة الذرة

والآن أصبح المجال جاهزا لبوهر لتقديم نموذجه. فلكي يتجنب مشكلة سقوط الإلكترون إلى النواة (المقصود بذلك الحركة الحلزونية التي يتبعها الإلكترون في اتجاه النواة) وكذلك عدم انبعاث الطيف المستمر من العناصر، افترض بوهر ببساطة أن النظرية الكلاسيكية للإشعاع غير صالحة لنظام صغير كالذرة. فتغلب على مشكلة الإلكترون الكلاسيكي (والذي يفقد باستمرار طاقته) وذلك باستخدام فكرة بلانك وهى تكمية مستويات الطاقة عن طريق تطبيقها على حركة الإلكترون في مداره، أي أنه في العموم افترض أن الإلكترونات في الذرات تكون مقيدة بمستويات طاقتها أو مداراتها وهو ما يعرف بحالات الاستقرار. بالإضافة إلى ذلك استخدم بوهر مفهوم أينشتاين للفوتونات لإيجاد صيغة لتردد الضوء المنبعث وذلك عند انتقال الإلكترون من مستوى استقرار إلى آخر.

لاحظنا في الباب (الرابع) أن نموذج بوهر للذرة نال نجاحا كبيرا في عدة مجالات، حيث استطاع تفسير ظواهر عديدة لطيف الهيدروجين والتي كانت في السابق صعبة التفسير. كذلك استطاعت تفسير سلسلة بالمر والسلسلات الأخرى، وأعطتنا قيمة عددية لثابت ايدنبرج، و تم اشتقاق معادلة نصف قطر ذرة الهيدروجين، وتوقع مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين. ورغم أهمية هذا النجاح للعلماء، فإن الأهم من ذلك هو إن نظرية بوهر صورت لنا النموذج الواقعي لذرة الهيدروجين وكيف تتصرف هذه الذرة. وطالما تم بناء النموذج الأساسي فإنه يمكن تهذيبه وتطويره لتوسيع المفهوم وتفسير التفصيلات الدقيقة.

إن إحدى الدلائل التي أشارت إلى ضرورة تطوير نموذج بوهر أصبحت واضحة بعد تحسين تقنية المطاييف والتي استخدمت لفحص خطوط طيف الهيدروجين. حيث اكتشف أن العديد من الخطوط الموجودة في سلسلة بالمر والسلسلات الأخرى ليست خطوط مفردة، ولكنها بدلا من ذلك فإن كل خط من هذه الخطوط عبارة عن مجموعة من الخطوط المتقاربة من بعض. اكتشف أيضا بعض الصعوبات الأخرى، فقد لوحظ

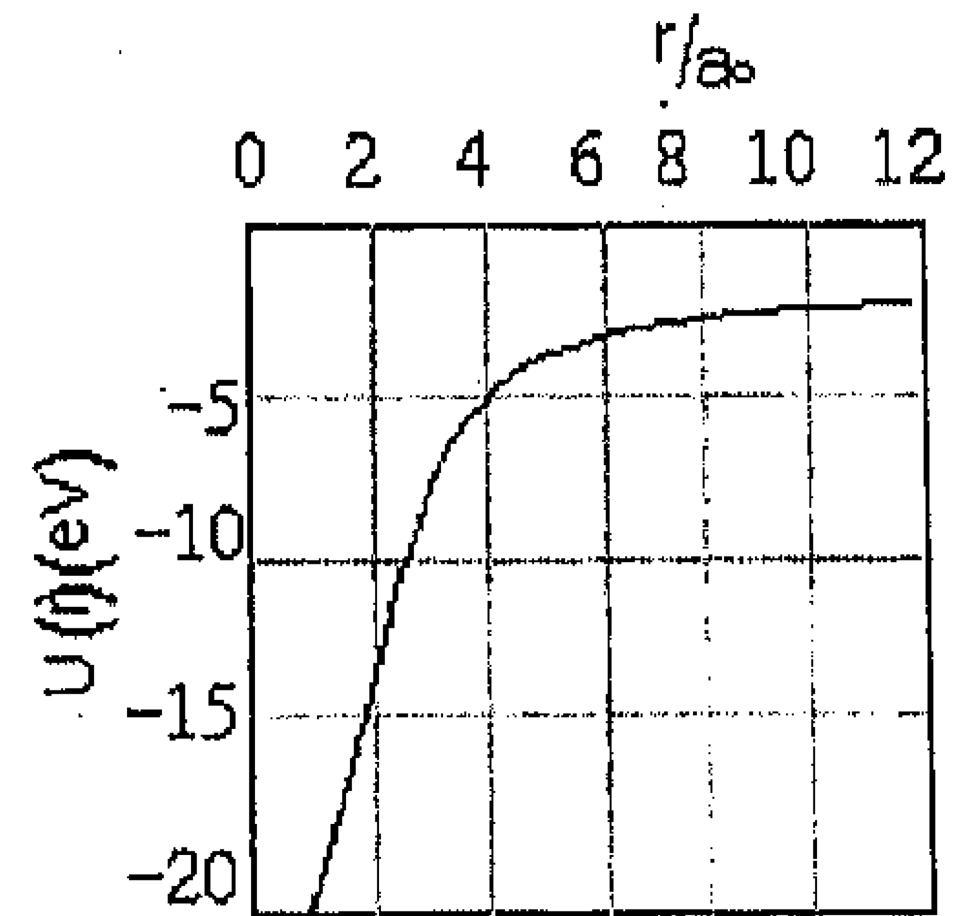
في بعض حالات هذه الخطوط المفردة الموجودة في الطيف يحدث لها انفصال عند وجود الذرة في مجال مغنطيسي قوي. إن الجهود التي بذلت لتفسير هذه الانحرافات عن نموذج بوهر قادت إلى تحسين النظرية. كأحد الإضافات إلى النظرية الأصلية هو مفهوم البرم أي أن الإلكترون يمكن أن يلف حول محوره. كذلك تم إدخال النسبية عن طريق سمرفيلد (Sommerfeld) لتحليل حركة الإلكترون، فالحركة في مدار بيضاوي تعنى التغير المستمر في سرعته فهذا التغير المستمر في سرعة الإلكترون يؤدى إلى التغير في طاقته.

6.2 ذرة الهيدروجين The Hydrogen Atom

من المعروف أن ذرة الهيدروجين تتكون من إلكترون وبروتون، أيضا تعرفنا في دراستنا السابقة على نموذج بوهر للذرة والتي تصور فيها الإلكترون كجسيم يدور حول النواة بدون فقد للطاقة، وإن مستويات الطاقة مكماة (quantized). أما نموذج دبروجلى فقد أعطى طبيعة الموجة للإلكترون بتصوره كموجات موقوفة في المدارات المسموح بها. وعند استخدام ميكانيكا الكم تم التغلب على الصعوبات التي واجهت النموذجين.

يمكن وصف دالة طاقة الوضع بالآتي:

$$U(r) = -K\frac{e^2}{r} \quad \text{..} \quad \textbf{(6.1)}$$



شكل (6.4)

يوضح العلاقة بين هذه الدالة و r / a_0 حيث a_0 نصف قطر بوهر ويساوى 0.0529nm

حيث K هو ثابت كولوم، و r هي المسافة القطرية من البروتون إلى الإلكترون.

إن الطريقة المتبعة لحل مسألة ذرة الهيدروجين هو بالتعويض عن U(r) في معادلة شرودنجر ثم إيجاد الحل المناسب لهذه المعادلة كما أجرينا في الباب السابق على بعض المسائل الأخرى. ولكن المسألة التي بين أيدينا أكثر تعقيدا وذلك لأنها ذات ثلاثة أبعاد، أيضا U تعتمد على r وليست مقدار ثابت كما سبق. ولذلك سوف لن نخوض في حل هذه المسألة ولكن سوف نكتفي بوصف خواص هذا الحل وكذلك مضمونه بالنسبة لتركيب الذرى.

حسب ميكانيكا الكم فإن طاقة الحالات المسموح بها لذرة الهيدروجين تكتب على الصورة التالية:

$$E_n = -(\frac{Ke^2}{2a_0})\frac{1}{n^2} = -\frac{13.6}{n^2}eV \quad \text{.................................} \quad (6.2)$$

هذه النتيجة تتفق كليًا مع تلك التي تم الحصول عليها عن طريق نظرية بوهر. نلاحظ من هذه المعادلة أن الطاقة المسموح بها تعتمد فقط على العدد الكمي n.

لقد لاحظنا عند مناقشتنا لحالة البعد الواحد، إننا نحتاج لعدد كمي واحد فقط لوصف حالات الاستقرار. أما في حالة ثلاثة أبعاد كما هو الحال في ذرة الهيدروجين، فإننا نحتاج إلى ثلاثة أعداد كمية لكل حالة استقرار. وإن هذه الأعداد الكمية الثلاثة التي نتجت عن النظرية تم تمثيلها بالرموز التالية m_l, l, n. حيث يعرف العدد الكمي (n) بالعدد الكمي الرئيسي، و l بالعدد الكمي المداري، و m_l بالعدد الكمي المغنطيسي المداري. وإن هناك بعض العلاقات المهمة التي تربط هذه الأعداد الكمية، بالإضافة إلى وجود بعض التحفظات على قيمها فمثلا :

قيم n تكون بين 1 إلى ∞

قيم l تكون بين 0 إلى n-1

قيم m_l تكون بين ‎-l إلى l

فمثلا عندما n=1 فإن l=0 و $m_l = 0$، وعندما n=2 فإن l يمكن أن تكون 0 أو 1، فإذا كانت l=0 فإن $m_l = 0$، ولكن إذا كانت l=1 فإن m_l يمكن أن تكون 1،0،-1، يمكن تلخيص القواعد التي تنظم هذه القيم المسموح بها في الجدول التالي:

جدول (6.1): الأعداد الكمية الثلاثة لذرة الهيدروجين

العدد الكمي	الاسم	القيم المسموح بها	عدد الحالات المسموح بها
N	العدد الكمي الأساسي	1،2،3...	آي عدد
l	العدد الكمي المداري	n-1 0،1،2	n
m_l	العدد الكمي المغنطيسي المداري	I....I-1،0..l+1-، I-	21+1

لأسباب تاريخية فإن جميع الحالات التي لها نفس العدد الكمي تعرف بالقشرة (shell)، وتميز بالحروف التالية K، L، M،...... والتي تشير للحالات التالية n=1,2,3،... وبالمثل فإن الحالات التي لها نفس قيم l، n تعرف بها تحت القشرة (subshell)، وتستخدم الحروف التالية لتمييز هذه الحالات s، p، d، f، g، h والتي تكون فيها I= 0,1,2,3..... فمثلا في حالة 3p فإن n=3، l=1، أما الحالة 2s فإنn=2، l=0.

مثال (6.1):

احسب العدد الكمي المدارى لذرة الهيدروجين عندما يكون العدد الكمي n=2، واحسب أيضا طاقة هذه الحالات؟

الحل:

عندما n=2 فإن قيم l يمكن أن تكون 1، و0. فإذا كانت l=0 فإن $m_l = 0$، وعندما l=1 فإن m_l يمكن أن تكون 0، -1 أو 1. وبذلك يكون لدينا الحالة 2s والتي تكـــون تابعة العدد الكمي n=2، l=0، $m_l = 0$، وكذلك ثلاثة حالات مدارية والتي يرمز لها 2p والتي يكون فيها العدد الكمي n=2، l=1، و m_l إما -1 أو 0، أو 1.

بما أن جميع الحالات لها نفس العدد الكمي n=2 وإن طاقة الحالات تعتمد على العدد الكمي فقط فإن:

$$E_2 = -\frac{13.6}{2^2} = -3.40eV$$

6.3 العدد الكمي المغنطيسي البرمي

إن الغرض من المثال السابق (**6.1**) هو التدريب على استعمال الأعداد الكمية، فمثلا لاحظنا هناك أربعة حالات مدارية تقابل العدد الكمي الأساسي n=2. ولكن في الحقيقة هناك ثمانية حالات إلكترونية بدلا من أربعة، لتوضيح ذلك فإننا نحتاج إلى عدد كمي رابع لكل حالة وهو ما يعرف بالعدد الكمي المغنطيسي البرمي.

إن ضرورة افتراض هذا العدد الكمي الجديد جاء نتيجة الملاحظات الغريبة لبعض أطياف الغازات مثل بخار الصوديوم، فعند الفحص الدقيق لأحد خطوط الصوديوم وجد أنه يتكون من خطين متقاربين في المنطقة الصفراء، حيث طول موجة الأول 589.0nm والثاني 589.6nm. لقد تم اكتشاف هذه الحقيقة سنة 1925 عندما كانت النظرية الذرية في تلك الفترة غير قادرة على تفسير مشاهدة خطين بدلا من خط واحد. لحل هذه المعضلة وبناء على اقتراح العالم النمساوي بولي (Wolfgan Pouli) افترض كل من ساميول (Samuel Goudsmidt) وجورج (George Uhlenbeck) وجود عدد كمي جديد بالإضافة إلى الأعداد الكمية السابقة، سمي بالعدد الكمي المغنطيسي البرمي.

ولكي نصف العدد الكمي الجديد فإنه من المناسب (ولكن غير صحيح) أن نتخيل أن الإلكترون يبرم حول محوره بالإضافة إلى دوراته حول النواة، كما هو الحال بالنسبة لبرم الأرض حول محورها بالإضافة إلى دوراتها حول الشمس. فهناك طريقتان يمكن أن يبرم بهما الإلكترون إما في اتجاه ضد عقارب الساعة ويعرف بالبرم إلى أعلى (Spin -up) أو في اتجاه عقارب الساعة ويعرف بالبرم إلى أسفل (Spin -down). أما طاقة الإلكترون فإنها تختلف قليلا في كلا الاتجاهين. حيث اتضح إن الفرق في الطاقة هو المسئول عن هذا الانفصال في الخط الأصفر للصوديوم. وإن العدد الكمي

المخصص لبرم الإلكترون إلى أعلى هو $m_s=\frac{1}{2}$، و $m_s=-\frac{1}{2}$ للبرم إلى أسفل، فهذا يؤدي إلى مضاعفة عدد الحالات المسموح بها والمحددة بالأعداد الكمية n,l,m_l .

إن الوصف الكلاسيكي لبرم الإلكترون كما سبق اقتراحه في الجزء السابق غير صحيح، وذلك لأن ميكانيكا الكم أكدت على أننا لا نستطيع تحديد موقع الإلكترون بدقة وبذلك لا نستطيع افتراض برمه بالطريقة التي وصفناها سابقا. ولكن رغم هذا المفهوم الصعب، فإن كل الدلائل التجريبية ساندت حقيقة أن الإلكترون لديه خاصية ذاتية والتي يمكن وصفها عن طريق افتراض العدد الكمي المغنطيسي للبرم.

مثال (6.2):

عين الأعداد الكمية التابعة للحالات المحتملة لذرة الهيدروجين عندما يكون العدد الكمي الأساسي n=2

الحل:

بالإضافة للعدد الكمي للبرم، فإن كل الاحتمالات الممكنة موضحة في الجدول:

عدد الإلكترونات في دون القشرة	القشرة	دون القشرة	m_s m_l l n
2	L	2s	1/2 0 0 2 1/2- 0 0 2
6	L	2p	1/2 1 1 2 1/2- 1 1 2 1/2 0 1 2 1/2- 0 1 2 1/2 1- 1 2 1/2- 1- 1 2

6.4 دوال الموجة لذرة الهيدروجين The wave function for hydrogen

بما أن طاقة الجهد لذرة الهيدروجين تعتمد فقط على المسافة القطرية r، وبذلك فإننا

نستطيع تمثيل بعض الحالات المسموح بها بدوال موجة تعتمد على r فقط. وإن أبسط دالة موجة للهيدروجين تلك التي تصف لنا الحالة 1s ويرمز لها بالدالة $\psi_{1s}(r)$.

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}} e^{-r/a_0} \quad \text{.........} \quad (6.3)$$

حيث a_0 هو نصف قطر بوهر ويساوي:

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{mKe^2} = 0.0529nm \quad \text{.........} \quad (6.4)$$

حيث K في هذه المعادلة هو ثابت كولوم. لاحظ أن دالة الموجة $\psi_{1s}(r)$ تئول إلى الصفر عندما r تقترب من لانهاية، كذلك تعتبر دالة معيرة، بالإضافة إلى ذلك حيث أن $\psi_{1s}(r)$ تعتمد على r فقط فإنها تكون متناظرة كرويا. في الواقع هذه الحقائق تنطبق على كل حالات s. من ناحية أخرى فإن ψ تعتمد على متغيرات أخرى بالنسبة للحالات التي تكون فيها أكبر من الصفر.

تذكر أن الكثافة الاحتمالية (والتي هي الكثافة لوحدة الحجم) لإيجاد الإلكترون عند أي موضع تساوي $|\psi|^2$، وبذلك فإن الكثافة الاحتمالية للحلة 1s تأخذ الصورة التالية:

$$|\psi_{1s}|^2 = (\frac{1}{\pi a_0^3}) e^{-2r/a_0} \quad \text{.........} \quad (6.5)$$

بالإضافة إلى ذلك فإن الكثافة الاحتمالية الحقيقية لإيجاد الإلكترون في حجم dv تساوي $|\psi|^2 dv$. وإنه من المناسب تعريف دالة الكثافة الاحتمالية الإشعاعية p(r) باحتمالية إيجاد الإلكترون في قشرة كروية نصف قطرها r وسمكها dr. وبذلك فإن حجم القشرة الكروي هو:

$$dv = 4\pi r^2 dr$$

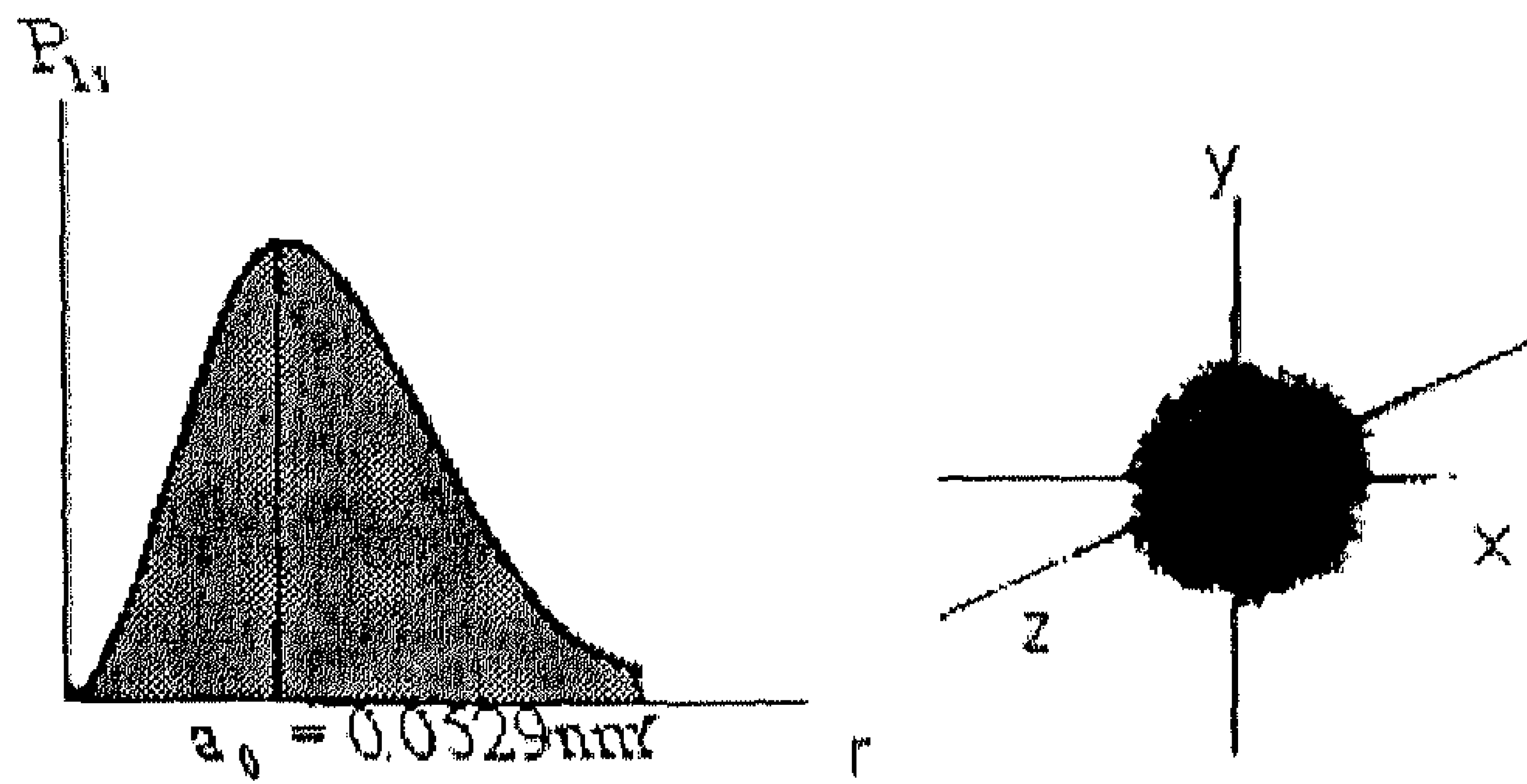
$$p(r)dr = |\psi|^2 dv = |\psi|^2 4\pi r^2 dr \quad \text{.........} \quad (6.6)$$

$$p(r) = 4\pi r^2 |\psi|^2$$

وبالتعويض في معادلة (6.6) نتحصل على الحالة الدنيا لدالة الكثافة الاحتمالية الإشعاعية لذرة الهيدروجين:

$$p_{1s}(r) = (\frac{4r^2}{a_0^3})e^{-2r/a_0} \quad \text{(6.7)}$$

يوضح شكل (6.5) رسم لدالة $p_{1s}(r)$ مع r، وإن قمة المنحنى تتوافق مع قيمة r الأكثر احتمالا لهذه الحالة الخاصة.



شكل (6.5)

احتمالية إيجاد الإلكترون كدالة في المسافة من النواة للحالة الدنيا لذرة الهيدروجين

مثال (6.3):

أحسب قيمة r الأكثر احتمالا للإلكترون الموجود في الحالة الدنيا لذرة الهيدروجين.

الحل:

بما أن قيمة r الأكثر احتمالا توافق قمة المنحنى لرسم $p_{1s}(r)$ مع r. وإن ميل هذا المنحنى عند هذه النقطة يساوي صفر وبذلك يمكن حساب قيمة r الأكثر احتمالا عن طريق وضع dp/dr=0 وحل هذه المعادلة بالنسبة لإيجاد قيمة r. باستخدام معادلة (6.7)

$$[\frac{dp}{dr}=\frac{d}{dr}[(\frac{4r^2}{a_0^3})e^{-\frac{2r}{a_0}}]=0$$

وبأجراء العمليات التفاضلية وتبسيط المعادلة نتحصل على:

$$e^{-\frac{2r}{a_0}}\frac{d}{dr}(r^2)+r^2\frac{d}{dr}(e^{-\frac{2r}{a_0}})=0$$

$$2re^{-\frac{2r}{a_0}}+r^2(-2/a_0)e^{-\frac{2r}{a_0}}=0$$

$$2r[1-(r/a_0)]e^{-\frac{2r}{a_0}}=0$$

من الواضح إن المعادلة السابقة تتحقق بشرط:

$$1-\frac{r}{a_0}=0$$

$$r=a_0$$

مثال (6.4):

احسب احتمالية أن الإلكترون الموجود في الحالة الدنيا لذرة الهيدروجين يكون متواجد خارج نصف قطر بوهر.

الحل :

يتم حساب الاحتمالية عن طريق تكامل معادلة الكثافة الاحتمالية الإشعاعية $p_{1s}(r)$ من نصف قطر بوهر إلى ∞. باستخدام معادلة (6.7).

$$p=\int_{a_0}^{\infty}p_{1s}(r)dr=\frac{4}{a_0^3}\int_{a_0}^{\infty}r^2e^{-\frac{2r}{a_0}}dr$$

يمكن تبسيط هذا التكامل باستخدام التعويض التالي $z=\frac{2r}{a_0}$، لاحظ أن z=2 عندما $r=a_0$

$$p=\frac{1}{2}\int_{2}^{\infty}z^2e^{-z}dz$$

$$=-\frac{1}{2}(z^2+2z+2)e^{-z}\Big|_2^{\infty}$$

$$p=5e^{-2}=0.677,67.7\%$$

من خلال شكل **(6.5)** يتضح أنه في الحالة الدنيا لذرة الهيدروجين فإن قيمة r الأكثر احتمالا تساوي قيمة نصف قطر بوهر a_0. وقد وجد أن قيمة r المتوسطة في الحالة الدنيا لذرة الهيدروجين تساوي $3/2\,a_0$ والتي تكون 50% أكبر من قيمة r الأكثر احتمالا، ويرجع السبب في ذلك إلى عدم التماثل في التوزيع لدالة الإشعاعية حيث المساحة على الجانب الأيمن أكبر من تلك على الجانب الأيسر. فحسب ميكانيكا الموجة ليس هناك حدود فاصلة لذرة، وبذلك يمكن أن نتخيل أن احتمالية التوزيع الفعال للإلكترون هو عبارة عن "سحابة إلكترونية" بدلا من نقطة.

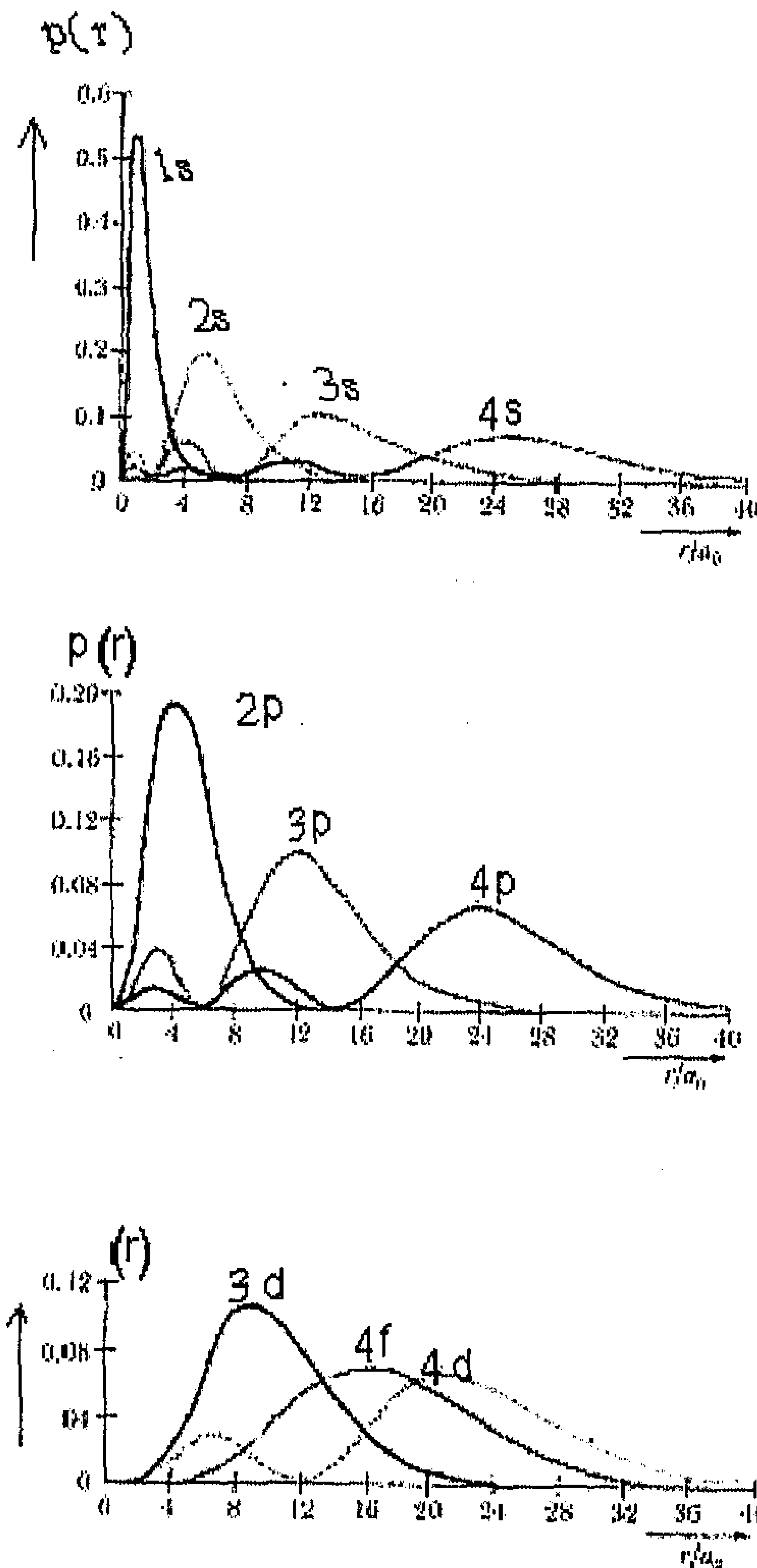
أما دالة الموجة البسيطة الثانية لذرة الهيدروجين فهي تتطابق مع الحالة 2s (n=2،l=0)، وأما الدالة المعبرة لهذه الحالة فهي:

$$\psi_{2s}(r)=\frac{1}{4\sqrt{2\pi}}\left(\frac{1}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}}\left[2-\frac{r}{a_0}\right]e^{-\frac{r}{2a_0}} \quad \text{..............................} \quad \textbf{(6.8)}$$

مرة أخرى نلاحظ أن ψ_{2s} تعتمد فقط على r وبذلك تكون متماثلة كرويا. أما الطاقة التي توافق هذه الحالة فهي $E_2=-\frac{13.6}{4}eV=-3.4eV$، والتي تمثل حالة التهيج الأولى لذرة الهيدروجين. شكل **(6.5)** يوضح رسم لهذه الدالة بالإضافة إلى عدة دوال أخرى. لاحظ أن المنحنى الخاص بالحالة 2s يحتوي على قمتي، في هذه الحالة فإن القيمة الأكثر احتمالا توافق قيمة r التي تكون فيها p(r) الأكبر وتساوي $p(\approx 5a_0)$، وإن الإلكترون الموجود في هذه الحالة 2s يكون في المتوسط أبعد عن النواة من الإلكترون الموجود في الحالة 1s.

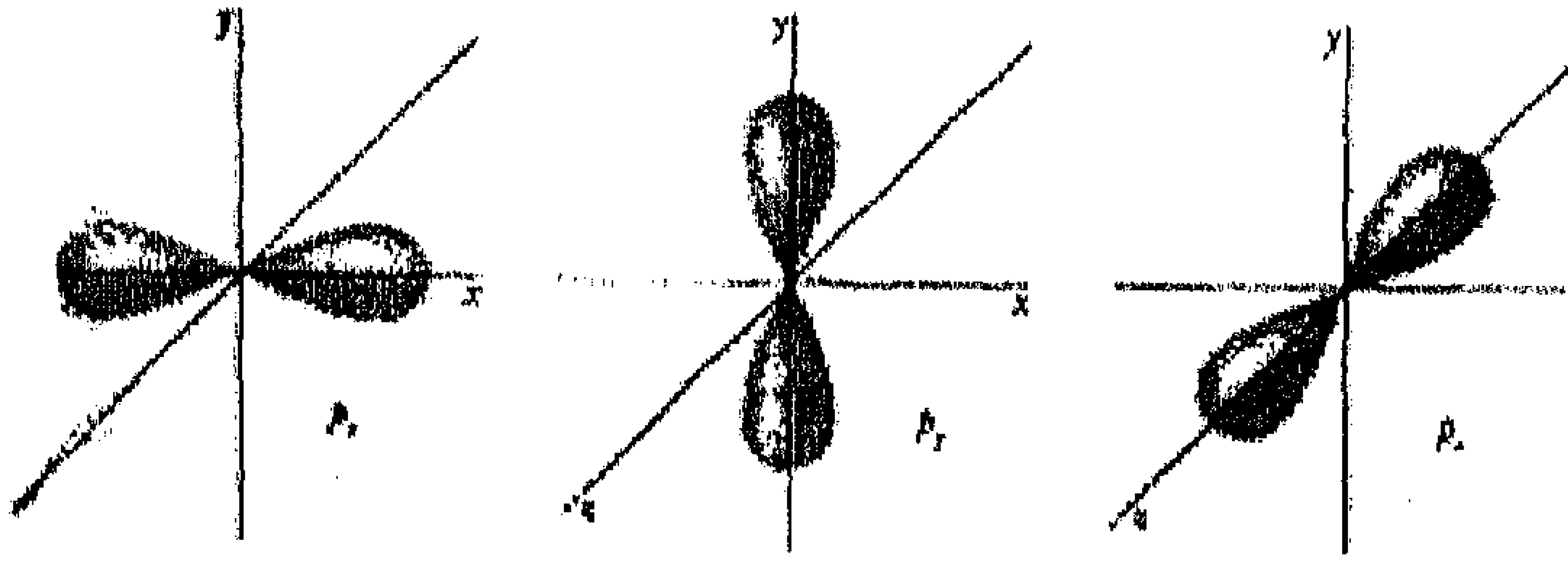
كما أشرنا سابقا إن جميع دوال الموجة للحالات s تكون متناظرة كرويا، أما الحالات الأخرى فهي غير متناظرة كرويا كما هو واضح من المعادلة **(6.6)**. فمثلا دوال الموجات الثلاث الموافقة للحالات التي تكون فيها n=2 و $(m_l=1,0,-1)$ يمكن كتابتها

عن طريق استخدام ثلاث حالات p متحدة خطيا. وإن دالة الموجة لكل حالة من هذه الحالات تكون مميزة الاتجاه والتي يرمز لها بالأتي p_x, p_y, p_z. يوضح شكل **(6.7)** السحابة الإلكترونية لهذه الحالات، نلاحظ من هذا الشكل إن الثلاثة سحب متماثلة التركيب ولكنها مختلفة الاتجاهات.



شكل (6.6)

يوضح دالة الكثافة الاحتمالية الإشعاعية مع r/a لعدة حالات لذرة الهيدروجين



شكل (6.7)

يوضح توزيع الشحنة الإلكترونية بالنسبة للإلكترون الموجود في الحالة 150 p

$$\psi_{210} = \frac{1}{4}\left(\frac{1}{2\pi a^3}\right)^{1/2}\left(\frac{r}{a}\right)e^{-r/2a}\cos\theta$$

$$\psi_{21\pm1} = \frac{1}{8}\left(\frac{1}{\pi a^3}\right)^{1/2}\left(\frac{r}{a}\right)e^{-r/2a}\sin\theta e^{\pm i\varphi}$$

$$\psi_{300} = \frac{1}{81}\left(\frac{1}{3\pi a^3}\right)^{1/2}\left(27-\frac{18r}{a}+\frac{2r^2}{a^2}\right)e^{-r/3a}$$

$$\psi_{310} = \frac{1}{81}\left(\frac{2}{\pi a^3}\right)^{1/2}\left(6-\frac{r}{a}\right)\left(\frac{r}{a}\right)e^{-r/3a}\cos\theta. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6.9)$$

$$\psi_{31\pm1} = \frac{1}{81}\left(\frac{1}{\pi a^3}\right)^{1/2}\left(6-\frac{r}{a}\right)\left(\frac{r}{a}\right)e^{-r/3a}\sin\theta e^{\pm i\varphi}$$

$$\psi_{320} = \frac{1}{81}\left(\frac{1}{6\pi a^3}\right)^{1/2}\left(\frac{r}{a}\right)^2 e^{-r/3a}(3\cos^2\theta-1)$$

$$\psi_{32\pm1} = \frac{1}{81}\left(\frac{1}{\pi a^3}\right)^{1/2}\left(\frac{r}{a}\right)^2 e^{-r/3a}\sin\theta\cos\theta e^{\pm i\varphi}$$

$$\psi_{32\pm2} = \frac{1}{162}\left(\frac{1}{\pi a^3}\right)^{1/2}\left(\frac{r}{a}\right)^2 e^{-r/3a}\sin^2\theta e^{\pm 2i\varphi}$$

6.5 الأعداد الكمية The Quantum Numbers

لقد لاحظنا في الجزء السابق من هذا الكتاب أن طاقة أي حالة خاصة تعتمد في

الأساس على العدد الكمي الرئيسي n، أما الغرض من هذا الجزء فهو وصف المغزى الفيزيائي لكل من العدد الكمي المداري l والعدد الكمي المداري المغنطيسي m_l.

- **العدد الكمي المداري The Orbital Quantum Number**

عند حركة جسيم في دائرة نصف قطرها r، فإن مقدار العزم الزاوي بالنسبة لمركز الدائرة يساوي L=mvr، أما اتجاهه فسوف يكون عموديا على مستوى الدائرة. تبعا للفيزياء الكلاسيكية فإن L يمكن أن تأخذ أي قيمة ممكنة. من ناحية ثانية فإن نموذج بوهر لذرة الهيدروجين يفترض أن قيم العزم الزاوي محددة بمضعفات لثابت $\hbar$، أي أن $mvr = n\hbar$.

في الحقيقة يجب علينا تطوير هذا النموذج وذلك لأنه يتوقع (خطئا) أن قيمة الحالة الدنيا لذرة الهيدروجين (n=1) تساوي وحدة عزم زاوي. بالإضافة إلى ذلك إذا ما تم اختيار L تساوي الصفر في نموذج بوهر فإنه يجبرنا إلى القبول أن الإلكترون عبارة عن جسيم يتحرك بحركة توافقية في خط مستقيم حول النواة، بالطبع هذه النتيجة تكون غير مقبولة فيزيائيا.

يمكن تجاوز هذه الصعوبات إذا ما رجعنا إلى النموذج الموجي للذرة. فتبعا لميكانيكا الكم عندما تكون الذرة موجودة في حالة مميزة بالعدد الكمي الأساسي n، فإن القيم المحددة للعزم الزاوي المداري تكتب على الصورة التالية:

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad l = 0,1,2,....n-1 \qquad (6.10)$$

بما أن قيم l محددة (l=0,1,2,....n-1) نلاحظ أنه عندما L=0 (والتي توافق l=0) تعتبر قيمة مقبولة للعزم الزاوي. إن حقيقة L يمكن أن تساوي صفر. في هذا النموذج تشير إلى أن الصعوبة السابقة في محاولة وصف النتائج على أساس ميكانيكا الكم من خلال استخدام نموذج شبه الجسيم المحط. أما في حالة تفسير

ميكانيكا الكم، فإن السحابة الإلكترونية للحالة L=0 تكون متناظرة كرويا وليس لها محور دوران أساسي.

مثال (6.5): احسب العزم الزاوي المداري للإلكترون موجود في الحالة p لذرة الهيدروجين؟ الحل: بمعلومة قيمة $\hbar = 1.054x10^{-34} J.s$ نستخدم معادلة (6.10) لحساب L، حيث في هذه الحالة l=1 بالنسبة للحالة p وبذلك: $L = \sqrt{1(1+1)}\hbar = \sqrt{2}\hbar = 1.49x10^{-34} J.s$	لاحظ أن هذه القيمة صغيرة جدا بالنسبة للعزم الزاوي المداري لدوران الأرض حول الشمس والذي قيمته بالتقريب $2.7x10^{40} J.s$. فهذا يعني إن العدد الكمي لوصف L بالنسبة للأجسام المجهرية مثل الأرض يكون كبير جدا بحيث يصبح من غير الممكن قياس المسافات الفاصلة بين الحالات المتقاربة، وهذا يقودنا مرة أخرى لمبدأ التوافق.

- **العدد الكمي المداري المغنطيسي The Magnetic Orbital Quantum Number**

لقد لاحظنا سابقا أن العزم الزاوي المداري L مكماة ويتم تعيين مقداره عن طريق العدد الكمي المداري l. من ناحية أخرى، بما أن العزم الزاوي كمية متجهة فإنه يتحتم علينا تحديد اتجاهه. عند تناولنا لفرع المغنطيسية تعرفنا على أنه يمكن استبدال دوران الإلكترون في دائرة بحلقة تياريه ذات عزم مغنطيسي μ. وعند وضع هذا العزم في مجال مغنطيسي B فإنه سوف يتفاعل مع المجال. ولنفرض الآن مجالا مغنطيسي ضعيف في اتجاه المحور z. تبعا لميكانيكا الكم فإن L_z , L^2 ، حيث L_z هو مسقط المتجه L على المحور z ذات قيمة محددة. وإن العدد الكمي المداري المغنطيسي m_l يحدد لنا القيم المسموح بها للعزم الزاوي L_z حسب المعادلة التالية:

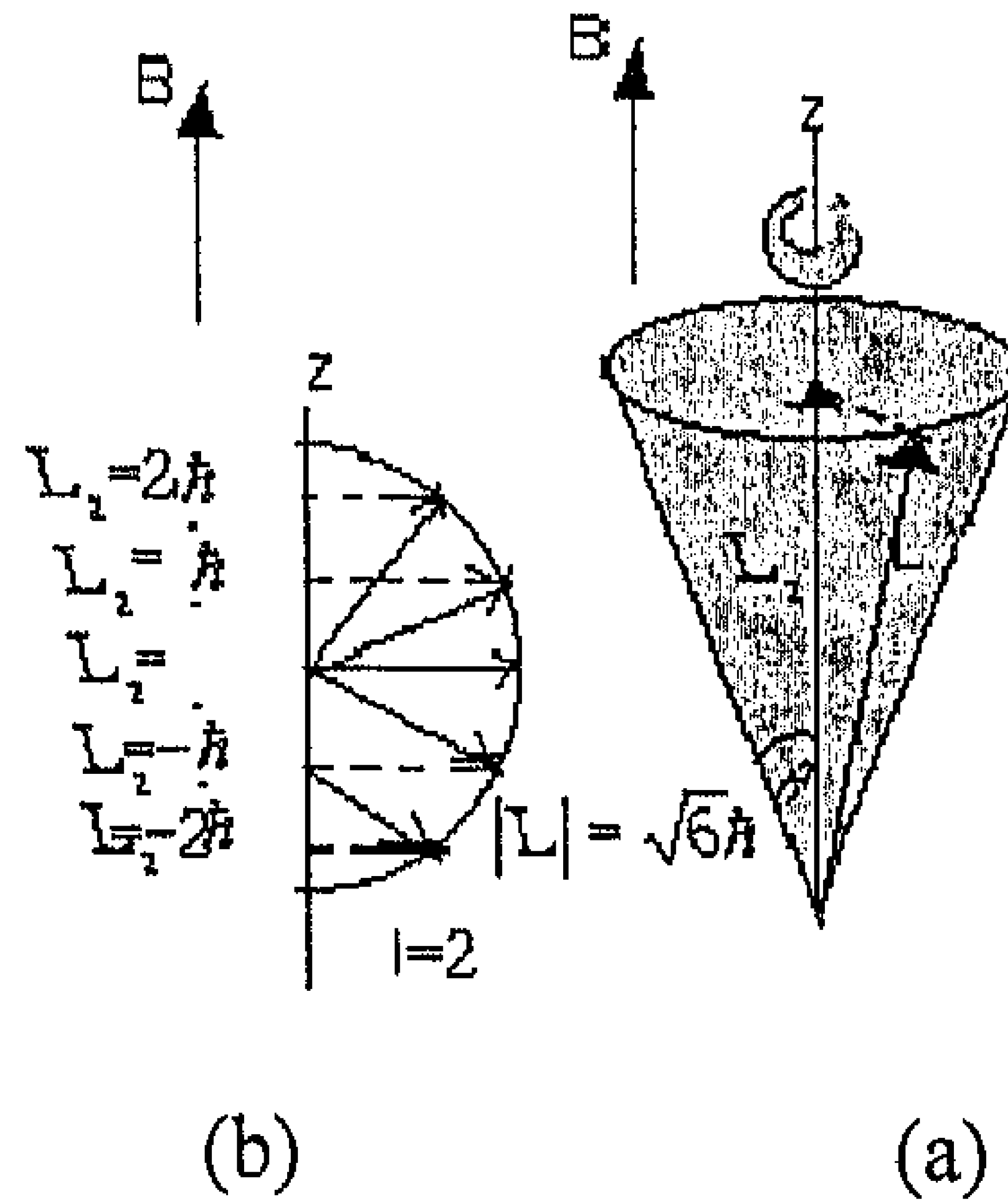
$$L_z = m_l\hbar \quad \text{(6.11)}$$

والآن نتعرف على الاتجاه المسموح به للعزم الزاوي L لقيم l . تذكر إن القيم المسموح بها للعدد الكمي المداري المغنطيسي m_l هي من l- إلى l. وإذا كانت l=0 فإن $m_l=0$، و $L_z=0$. ولكي L_z تساوي صفر فإن L يجب أن يكون عموديا على **B**. وعندما l=1 فإن القيم المسموح بها للمقدار m_l هي -1، 0، أو+1 وبذلك فإن قيم L_z المسموح بها هي $-\hbar$ و0، أو $\hbar$، وهكذا. يوضح شكل (6.8a) نموذج المتجه الذي يصف لنا تكمية الفضاء عندما l=2. لاحظ أن المتجه L لا يمكن أن يكون موازيا أوفي اتجاه معاكس للمجال B وذلك لأن L_z يجب أن تكون أصغر من العزم الزاوي الكلي L. أما في حالة ثلاثة أبعاد فإن L يجب أن تقع على سطح المخروط والذي يصنع زاوية قدرها θ مع المحور z كما هو مبين في شكل (6.8b). نلاحظ من هذا الشكل أن θ تكون مكماة أيضا وإن قيمها تكون محددة بالعلاقة التالية:

$$\cos\theta = \frac{L_z}{|L|} = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}} \qquad \textbf{(6.12)}$$

لاحظ أن m_l لا يمكن أن تكون أكبر من l وبذلك فإن θ لا يمكن أن تكون صفرًا (من ناحية كلاسيكية فإن θ يمكن أن تأخذ أي قيمة).

نتيجة لمبدأ الريبة فإن المتجه L لا يشير إلى اتجاه محدد ولكن بدلًا من ذلك يرسم مخروط في الفضاء. وإذا كانت L لديها قيمة محددة فإن المركبات الثلاثة L_x, L_y, L_z يمكن تعيينها بالتحديد. ولنفرض الآن بصورة مؤقتة أن إلكترون يتحرك في المستوى xy، أي أن L يقع في اتجاه z وبذلك فإن L_z تساوي صفر ومن تم $p_z = 0$ فهذا يعني أننا نستطيع قياس كمية الحركة بدقة والذي يتعارض مع مبدأ الريبة $\Delta p_z \Delta z \geq \hbar$. في الحقيقة إن مقدر L فقط وإحدى مركباته (مثلا L_z) يمكن أن تأخذ قيم محددة. بمعنى آخر فإن ميكانيكا الكم تسمح لنا أن نحدد قيم L و L_z وليس L_x, L_y . بما أن اتجاه L يتغير باستمرار عند مبادرته حول المحور z، وإن القيم المتوسطة لكل من L_x, L_y تساوي صفر وتبقى قيمة L_z ثابتة وهي $m_l \hbar$.



(b) (a)

شكل (6.8)

(a) المسقط المسموح به للعزم الزاوي المداري L_z عندما l=2 .

(b) موقع متجه العزم الزاوي المداري على سطح المخروط ومبادرته حول المحور z عندما يكون المجال المغنطيسي B في هذا الاتجاه .

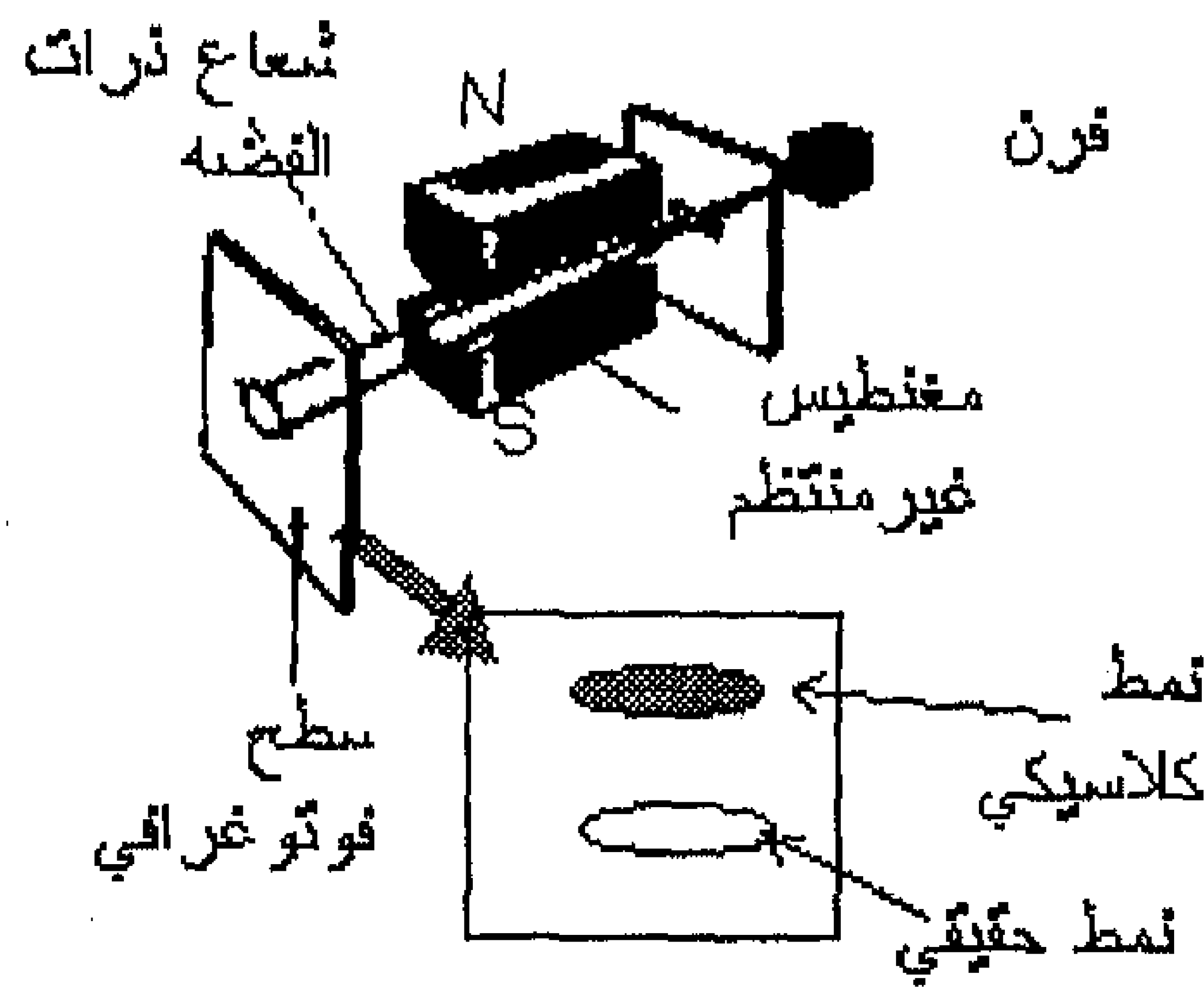
مثال (6.6): نفرض أن ذرة الهيدروجين موجودة في الحالة l=3. أحسب مقدار العزم الزاوي الكلي والقيم المسموح بها لكل من L_z ، θ . **الحل:** بالتعويض عن قيمة l=3 في معادلة **(6.10)**: $L=\sqrt{l(l+1)}\hbar=\sqrt{3(3+1)}\hbar=2\sqrt{3}\hbar$ يمكن حساب القيم المسموح بها L_z باستخدام العلاقة $L_z=m_l\hbar$ ، حيث: $m_l=-3,-2,-1,0,1,2,3$ ، نتحصل على: $L_z=-3\hbar,-2\hbar,-\hbar,0,\hbar,2\hbar,3\hbar$	وأخيرا يمكن حساب القيم المسموح بها لزاوية θ باستخدام معادلة (6.12) والنتيجة السابقة لمقدار L: $\cos\theta=\frac{m_l}{2\sqrt{3}}$ وبالتعويض عن قيم m_l المسموح بها نحصل على $\cos\theta=\pm0.866,\pm0.577,\pm0.289,0$ أو قيمة θ بالدرجات: θ=150 ،125 ،107 ،90.0 ،73.2 ،54.8 ،30.0

6.6 برم الإلكترون Electron Spin

في الجزء السابق من هذا الباب 6.3 ذكرنا إن أحد الخواص الملازمة للإلكترون تعرف بالبرم spinning ويرمز للعدد الكمي التابع لها بالرمز m_s، وإن النظرية الذرية في تلك الفترة لم تستطع الأخذ في الحسبان عدة ملاحظات تجريبية معروفة. أحد هذه الحقائق هو وجود عدة خطوط طيفية تتكون من خطين مفصولين ومتقاربين جدا بدلا من خط واحد. كمثال على ذلك الخط الأول في سلسلة بالمر للهيدروجين والناتج عن الانتقال بين المستويين n=3، وn=2، حيث توقعت النظرية وجود خط واحد بطول موجة 656.3nm، ولكن في الحقيقة تم ملاحظة خطين مفصولين بمسافة قدرها 0.14nm. رغم أن تأثيره بسيط جدًا ولكنه اعتبر كأحد المفاهيم الخاطئة للنظرية. وقد نسب هذا التأثير إلى وجود عزم مغنطيسي برمي للإلكترون. أما الفشل الثاني لنظرية ميكانيكا الكم البسيطة للذرة يعرف بتأثير زيمن Zeeman Effect، حيث توقعت النظرية أن خطوط الطيف للذرة الموجودة في المجال المغنطيسي يجب على كل واحد منها أن ينفصل إلى ثلاثة مركبات. ولكن ثبتت مشاهدة تأثير زيمن في أطياف لعدة عناصر وتحت ظروف معينة، ولكن في أغلب الأحيان لم يشاهد ذلك التوقع، وبدلا من ذلك تمت مشاهدة أربع، أو ست مركبات، أو حتى أكثر من ذلك.

لكي يتم الأخذ في الاعتبار هذا التركيب الدقيق fine structure لخطوط الطيف وكذلك لتأثير زيمن، اقترح في سنة 1925 كل من قودسمت ويولنبك S.E.Goudsmit، G.E.Uhlenbeck أن الإلكترون لديه عزم زاوي ذاتي ولكن ليس له علاقة بالعزم الزاوي المداري، ويصاحب هذا العزم الزاوي الجديد عزم مغنطيسي معين، في الحقيقة قبل ذلك بعدة سنوات وبالتحديد في سنة 1921 قام كل من ستارن وقرلش Stern and Gerlach بتجربة لتوضيح ظاهرة التكمية الفضائية. وقد كانت نتائج هذه التجربة لا تتفق كميا مع النظرية الذرية في تلك الفترة. استخدم في هذه التجربة شعاع من ذرات الفضة المتعادلة والموجودة بداخل فرن، تم مرر هذا الشعار خلال مجمع في اتجاه مجال

مغنطيسي غير منتظم كما هو موضح في شكل **(6.9)**. بعد مروره في المجال انفصل الشعاع إلى مركبتين، تم إعادة هذه التجربة باستخدام ذرات أخرى وفي كل حالة لوحظ أن الشعاع قد انفصل إلى مركبتين أو أكثر. تبعا لتفسير الكلاسيكي فإنه عندما يكون المجال B في اتجاه المحور z فإن محصلة القوى المغنطيسية على الذرة تكون في اتجاه محور z وتتناسب مع العزم المغنطيسي μ_z في اتجاه z كذلك. فمن ناحية كلاسيكية فإن μ_z يمكن أن تأخذ أي اتجاه، وبذلك نتوقع أن الشعاع المنحرف سوف يكون مستمر الانتشار، ولكن حسب ميكانيكا الكم فإن الشعاع المنحرف يجب أن يتكون من عدة مركبات وإن عدد هذه المركبات سوف يعين لنا قيم μ_z المحتملة. بما أن تجربة ستارن وقرلش وضحت انفصال الشعاع وبذلك تكون قد نجحت على الأقل في تحقيق تكمية الفضاء كيفيا.



شكل (6.9)

الأدوات المستعملة في تجربة ستارن وقرلش

نفرض الآن مؤقتا أن μ_z ناتجة عن العزم الزاوي المداري، بما أن μ_z تتناسب مع m_l وإن عدد القيم المسموح بها لـ μ_z هي 21+1، وحيث أن l عبارة عن عدد صحيح

فإن عدد قيم μ_z سوف تكون مفردة، ولكن هذا التوقع لا يتفق مع ملاحظات ستارن وقرلش، حيث تم مشاهدة خطين فقط عند استعمالهم لذرات الفضة. وبذلك نجد أنفسنا قد أجبرنا للوصول إلى النتيجة التالية، أما ميكانيكا الكم غير صحيحة أو أننا نحتاج إلى تحسين النموذج الذي لدينا.

في سنة 1927 تم إعادة التجربة السابقة عن طريق كل من فبس وتيلر Phipps and Taylar باستخدام شعاع من ذرات الهيدروجين. تعتبر هذه التجربة ذات أهمية كبيرة وذلك لأنها تتعامل مع ذرات بسيطة تحتوي على إلكترون واحد فقط موجود في الحالة الدنيا، وبذلك فإننا نتق في توقعات النظرية بالنسبة لهذه التجربة. تذكر أنه بالنسبة لذرة الهيدروجين الموجودة في الحالة الدنيا فإن $l=0$ ومن تم فإن $m_l=0$، ولذلك لا نتوقع انحراف الشعاع عند مروره خلال المجال المغنطيسي وذلك لأن $\mu_z=0$. وعلى عكس توقعات النظرية فقد وضحت التجربة أن الشعاع تم انفصاله إلي مركبتين كذلك. على أساس هذه النتائج فإننا نستطيع أن نستنتج أن هناك مساهمة فقط من العزم المغنطيسي وليس من الحركة المدارية.

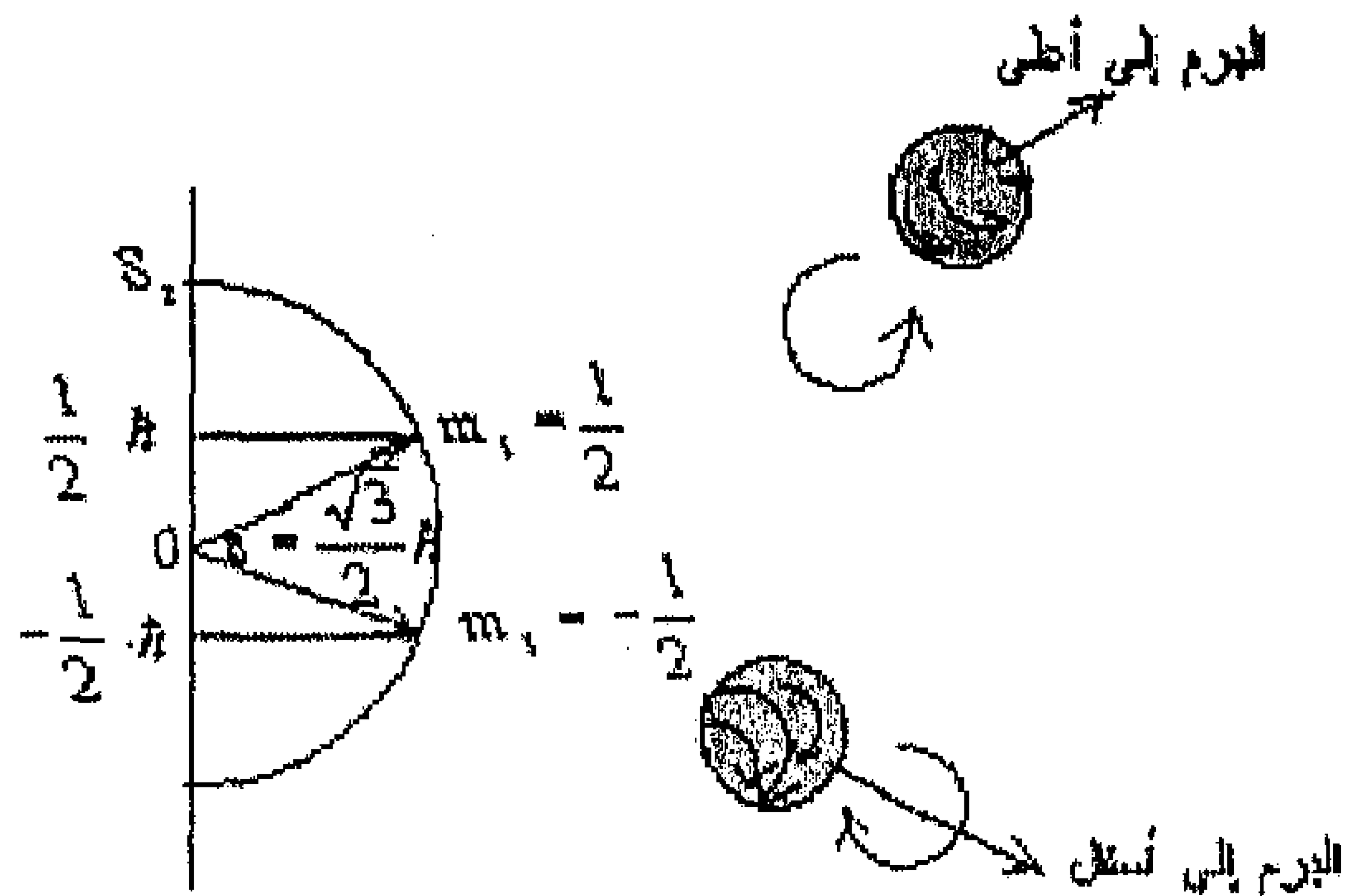
كما أشرنا سابقا أن تصورنا للإلكترون على أنه كرة مشحونة تبرم حول نفسها نتج عنه عدة اعتراضات، أحد أهم هذه الاعتراضات دلالة النتائج المتحصل عليها عند استطارة الإلكترون بإلكترون آخر عند طاقات عالية على أن مقطع الإلكترون يجب أن يكون أقل من $10^{-16}m$ والأكثر احتمالا أن يكون على هيئة نقطة شحنة، ولكي يصاحب برم الإلكترون عزم زاوي ملحوظ فإن هذا الجسم الصغير يجب أن تكون سرعته تعادل عدة مرات سرعة الضوء. ولكن عدم ملائمة هذا النموذج المأخوذ من الحياة اليومية لا ينفي فكرة برم الإلكترون. في الواقع لقد تعرضنا لعديد من الأفكار سواء كانت عند دراستنا لنظرية النسبية أو فيزياء الكم حيث وجدنا أنها تتفق مع النتائج التجريبية ولكنها علي خلاف مع المفهوم الكلاسيكي. وفي سنة 1929 تم تأكيد الطبيعة الأساسية

لبرم الإلكترون عن طريق بول دراك Paul Dirac، وذلك عند تطويره لميكانيكا الكم النسبية. فبدلا من استعماله معادلة الطاقة غير النسبية $E=\frac{p^2}{2m}+V$ كما فعل شرودنجر، فإن دراك استخدم معادلة النسبية لطاقة $E=\sqrt{(m_0c^2)^2+p^2c^2}+V$ ، حيث استنتج من خلال نظريته أن الجسم الذي يملك كتله وشحنة مثل الإلكترون يجب أن يكون له عزم زاوي ذاتي وكذلك عزم مغنطيسي.. استخدم العدد الكمي S لوصف العزم الزاوي لبرم الإلكترون، ذات قيمة واحدة فقط وهي 1/2، أما تحديد هذه القيمة فقد نتجت عن نظرية دراك، كذلك يمكن الحصول عليها من النتائج التجريبية. وإن مقدار العزم الزاوي S الناتج عن برم الإلكترون فإنه يكتب بدلالة العدد الكمي للبرم s على الصورة التالية :

$$S=\sqrt{s(s+1)}\hbar=\frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \quad \ldots\ldots\ldots \quad \textbf{(6.13)}$$

والتي تشبه العلاقة **6.10** الخاصة بالعزم الزاوي المداري L، وكما هو الحال بالنسبة للعزم الزاوي المداري فإن العزم الزاوي للبرم يكون مكماة كذلك في الفضاء كما هو موضح في شكل (**6.10**). أما اتجاهه فيتم تحديده عن طريق العدد الكمي المغنطيسي للبرم m_s والتي قيمتها $\pm\frac{1}{2}$. ومركبة العزم الزاوي للبرم في اتجاه z فهي :

$$S_z=m_s\hbar=\pm\frac{1}{2}\hbar \quad \ldots\ldots\ldots \quad \textbf{(6.14)}$$



شكل (6.10)

يوضح هذا الشكل تكمية الفضاء بواسطة العزم الزاوي للبرم

حيث القيمة $m_s = +1/2$ تشير إلى أن البرم إلى أعلى، بينما $m_s = -1/2$ تشير إلى أن البرم إلى أسفل. وإن علاقة العزم المغنطيسي للبرم μ_s بالعزم الزاوي للبرم S هي:

$$\mu_s = -\frac{e}{m}S \qquad (6.15)$$

وبما أن $s_z = \pm\frac{\hbar}{2}$ فإن:

$$\mu_{sz} = \pm\frac{e\hbar}{2m} \qquad (6.16)$$

حيث تسمى الكمية $\frac{e\hbar}{2m}$ بوهر ماقنتون (μ_B) Bohr magneton وقيمتها هي $9.27x10^{-24} J/T$. لاحظ أن مساهمة البرم للعزم الزاوي يساوي ضعف مساهمة الحركة المدارية. والآن نستطيع فهم حصيلة تجربة ستارن وقرلش كالآتي. إن ملاحظة العزوم لكل من الفضة والهيدروجين ناتجة عن العزم الزاوي للبرم وليس عن العزم الزاوي المداري. وإن ذرة مثل ذرة الهيدروجين والتي تحتوي على إلكترون واحد فقط والذي يكون مكياة في المجال المغنطيسي بطريقة ما بحيث مركبة العزم الزاوي للبرم في اتجاه z يساوي إما $\frac{\hbar}{2}$ أو $-\frac{\hbar}{2}$ والذي يوافق $m_s = \pm\frac{1}{2}$. وإن الإلكترونات التي تكون فيها قيمة البرم تساوي 1/2 سوف تنحرف إلى أسفل، أما تلك التي تساوي 1/2- فإنها سوف تنحرف إلى أعلى. من المشوق أن نلاحظ أن تجربة ستارن وقرلش زودتنا بنتيجتين هامتين. الأولى حققت مفهوم تكمية المكان، أما الثانية فإنها قد وضحت وجود العزم الزاوي للبرم، رغم أن هذه الخاصيةلم تدرك إلا بعد فترة طويلة من إجراء التجربة.

6.7 مبدأ الاستبعاد The Exclusion Principle

لقد لاحظنا مما سبق إنه في الحالة العادية لذرة الهيدروجين فإن الإلكترون يتواجد في

الحالة الدنيا للطاقة، والسؤال المطروح الآن هو ماذا عن الذرات الأكثر تعقيدا ؟ فمثلا هل 92 إلكترون التابعة لذرة اليورانيوم يتواجدوا في نفس الحالة؟ متراصين في سحابة احتمالية واحدة؟. إن العديد من الأدلة تشير إلى أن هذا التصور غير محتمل. كأحد الأمثلة على ذلك التباين الكبير الذي نلاحظه في الخواص الكيميائية لبعض العناصر رغم إن تركيبها الذري يختلف بإلكترون واحد فقط، فمثلا العناصر ذات العدد الذري 9، و10، و11 تكون بالترتيب، الأول فريون وهو غاز الهلوجين النشط كيميائيا، الثاني عبارة عن غاز النيون الخامل، أما الثالث فهو الصوديوم والذي عبارة عن معدن قلوي. وبذلك فإننا نستنتج الأتي "بما أن التركيب الإلكتروني للذرات هو المسئول عن تفاعل الذرات مع بعضها البعض، فإنه من غير المعقول أن تتغير الخواص الكيميائية للعناصر بحدة نتيجة تغير بسيط في العدد الذري إذا كانت جميع إلكترونات الذرة موجودة في نفس الحالة الكمية (quantum state). ولكن لاحظنا سابقا أنه يتم تحديد حالة ذرة الهيدروجين عن طريق أربعة أعداد كمية وهي n, l, m_l, m_s، فمثلا الأعداد الكمية للإلكترون الموجود في الحالة الدنيا لذرة الهيدروجين هي $n=1, l=0, m_l=0, m_s=\frac{1}{2}$، وقد تبين أن حالة الإلكترون في أي ذرة أخرى يتم تحديدها بنفس هذه الأعداد الكمية الأربعة. وفي الحقيقة يمكن استعمال هذه الأعداد الكمية الأربعة لوصف حالات الإلكترون في الذرة بصرف النظر عن عدد الإلكترونات الداخلة في تركيبها. والسؤال المتوقع في هذا المقام هو ما هي عدد الإلكترونات التي يمكن أن يكون لها مجموعة معينة من الأعداد الكمية؟. في سنة 1925 أجاب بولي Pauli على هذا السؤال بجملة فعالة تعرف بمبدأ **الاستبعاد** والذي ينص على **"لا يمكن أبدًا لإلكترونين أن يكونا في نفس الحالة الكمية quantum state" بمعنى آخر لا يمكن أبدا لإلكترونين في نفس الذرة أن يكون لهم نفس المجموعة من الأعداد الكمية** n, l, m_l, m_s.

من المشوق أن نلاحظ أنه إذا لم يوجد هذا المبدأ فإن جميع الإلكترونات في الذرة سوف تنتهي عند أدنى مستوى للطاقة، وبذلك فإن الخواص الكيميائية للعناصر سوف

تتغير كليا. في الحقيقة يعتبر هذا المبدأ المفتاح لشرح التركيب الذري وذلك لما يترتب عليه من نتائج بالغة الأثر، وكما أشرنا سابقا فإن الكون سوف يكون مختلفا بدرجة لا يمكن تصورها إذا لم يؤخذ في الحسأن هذا المبدأ.نستطيع أن نتصور التركيب الإلكتروني لذرات المركبة على أنها عبارة عن مستويات ممتلئة بالترتيب حسب ازدياد مستوي طاقتها، بحيث تكون الإلكترونات الخارجية مسئولة في الأساس على الخواص الكيميائية للعناصر. كقاعدة عامة فإن ترتيب ملئ المستويات الدنيا بالإلكترونات يتبع الأتي، عند ملئ إحدى المستويات الدنيا، فإن الإلكترون التالي سوف يملئ المستوى الفارغ والذي طاقته اقل من الأول. يمكن فهم هذه القاعدة إذا ما لاحظنا أنه إذا لم تكن الذرة في أقل مستوى طاقة مسموح بها فإنها سوف تشع طاقة إلى أن تصل إلى أقل مستوى. وقبل مناقشة التشكيل الإلكتروني لبعض العناصر، من الأفضل أن نعَرف المعنى المداري بأنها حالة الإلكترون التي يتم وصفها بالأعداد الكمية n,l,m_l,m_s.
حسب مبدأ الاستبعاد نلاحظ أن المدار لا يمكن أن يحتوي على أكثر من إلكترونين .

جدول (6.2): يوضح حالات الكم المسموح بها إلى n=3

n	1	2				3								
L	0	0	1			0	1			2				
m_l	0	0	1	0	1−	0	1	0	1−	2	1	0	1−	2−
m_s	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓

العدد الكمي لأحد هذه الإلكترونات هو $m_s=+\frac{1}{2}$، أما الإلكترون الثاني فهو $m_s=-\frac{1}{2}$. وبما أن كل مدار محدد بإلكترونين فقط، فإن عدد الإلكترونات التي يمكن أن تشغل عدة مستويات سوف تكون محددة كذلك.

جدول (6.2) يوضح عدد حالات الكم المسموح بها للذرة ابتداء من n=1 إلى n= 3، حيث السهم إلى أعلى يدل على أن $m_s=+\frac{1}{2}$ أما السهم إلى أسفل فإن $m_s=-\frac{1}{2}$. نلاحظ من خلال هذا الجدول عندما n=1 فإن المدار يمكن أن يأوي إلكترونين فقط، أما عدد المدارات المسموح بها في هذه الحالة هو واحد فقط حيث $m_l=0$. أما الحالة n=2 فإن لديها عدد أثنين من القشور (sub shell)، حيث l=1، l=0، كما سبق فإن القشرة l=0 تأوي إلكترونين فقط، أما l=1 فإن لديها ثلاث مدرات مسموح بها والتي تمثل $m_l=0,1,-1$، وبما أن كل مدار يأوي إلكترونين فإن القشور l=1 يمكن أن تحتوي على ستة إلكترونات. وأخيرا القشرة n=3 تحتوي على ثلاثة قشور وتسع مدارات ويمكن أن تؤوي إلى 18 إلكترون. نلاحظ أن كل قشرة يمكن أن تأوي إلى $2n^2$ إلكترون.

الذرة	s1	s2		p2		تشكيل إلكتروني
Li	↑↓	↑				$1s^2 2s^1$
Be	↑↓	↑↓				$1s^2 2s^2$
B	↑↓	↑↓	↑			$1s^2 2s^2 2p^1$
C	↑↓	↑↓	↑	↑		$1s^2 2s^2 2p^2$
N	↑↓	↑↓	↑	↑	↑	$1s^2 2s^2 2p^3$
O	↑↓	↑↓	↑↓	↑	↑	$1s^2 2s^2 2p^4$
F	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑	$1s^2 2s^2 2p^5$
Ne	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	$1s^2 2s^2 2p^6$

شكل (6.9)

يوضح استخدام مبدأ التوزيع لترتيب الإلكترونات في عدة ذرات خفيفة

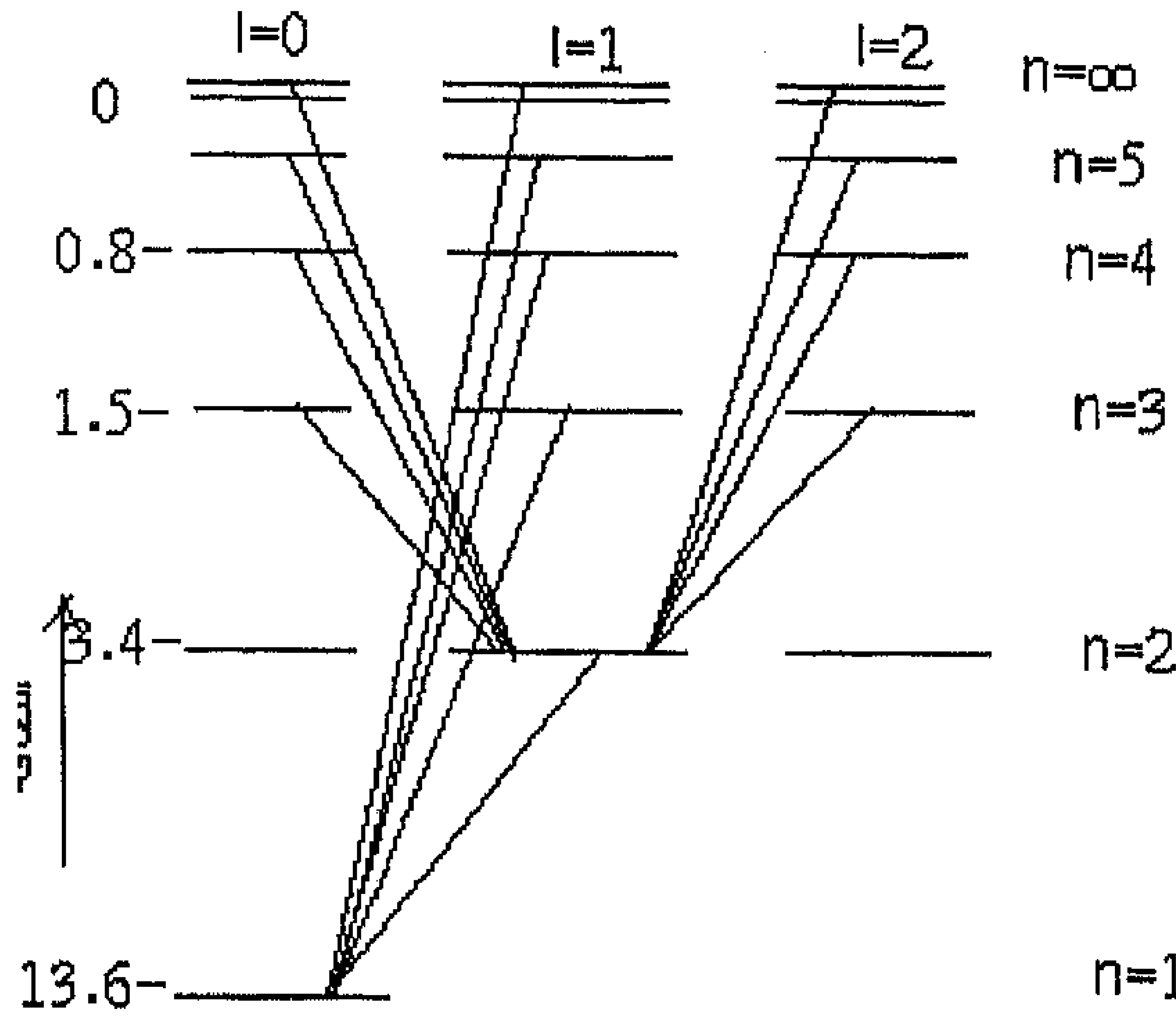
6.8 الطيف الذري وأشعة أكس Atomic Spectral and X-ray

لقد ناقشنا في الباب الرابع باختصار مصدر خطوط الطيف المنبعثة من ذرة الهيدروجين والذرات المتأينة والتي تعرف بشبيهة ـ الهيدروجين مثل He^{1+}, Li^{2+}. وكذلك ذكرنا أنه ينبعث من الذرة إشعاعات كهر ومغنطيسية عند انتقال الإلكترون من الحالة المتهيجة إلى مستوى طاقة أقل، وإن مجموع أطوال الموجات التي يتم مشاهدتها لصنف معين أثناء هذه العملية تعرف **بطيف الانبعاث emissiom spectra**. وبالمثل فإن الذرات التي تحتوي على إلكترونات في الحالة الدنيا يمكن أن تمتص إشعاعات كهر ومغنطيسية عند أطوال موجات محددة وينتج عن ذلك ما يعرف **بطيف الامتصاص absorption spectra**. مثل هذه الأطياف يمكن أن تستعمل لتعرف على العناصر في الغازات.

يوضح شكل **(6.11)** مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين، حيث تعرف الحالات باستخدام الأعداد الكمية l،n. أما الخطوط القطرية الواصلة بين المستويات فإنها تمثل الانتقالات المسوح بها بين حالات الاستقرار. فمن المعروف أنه عند انتقال الإلكترون من مستوى طاقة أعلى إلى مستوى أقل ينتج عن ذلك انبعاث فوتن ضوئي. وإن تردد هذا الفوتن يمكن أن يحسب بالعلاقة التالية $f=\frac{\Delta E}{h}$، حيث ΔE هو الفرق بين مستويي الطاقة، وh هو ثابت بلانك. نلاحظ من هذا الشكل أن الانتقال المسموح به يتم بين المستويات التي يكون الفرق بينها في العدد الكمي المداري l يساوي واحد. أي أن قاعدة الاختيار selection rule للانتقالات المسموح بها هي:

$$\Delta l = \pm 1 \qquad \textbf{(6.17)}$$

بينما الانتقال الذي خلاله $\Delta l \neq \pm 1$ فإنه غير مسموح به. في الحقيقة مثل هذا الانتقال يمكن أن يحدث ولكن باحتمالية بسيطة جدا يمكن إهمالها بالمقارنة بالانتقال المسموح به.

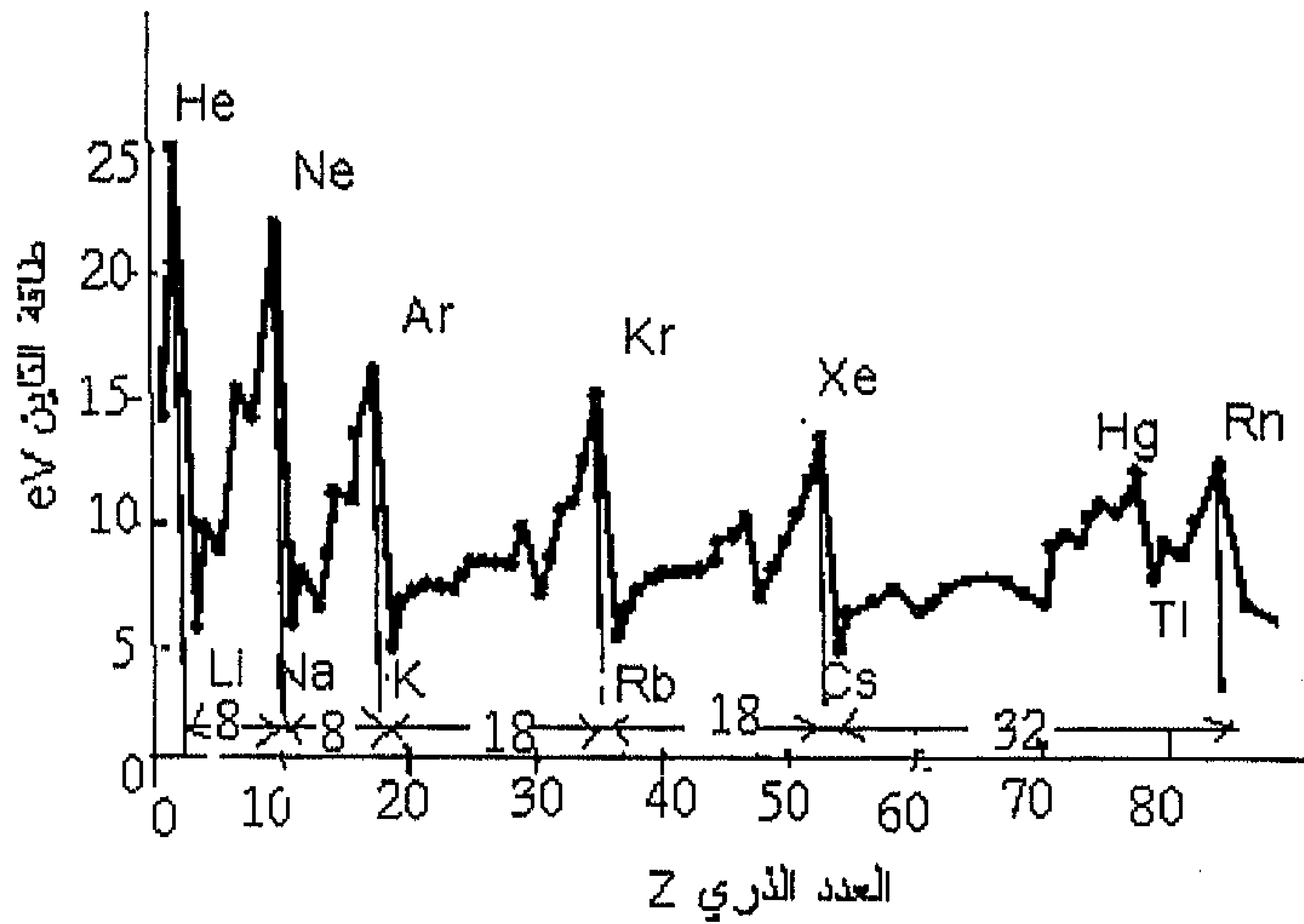


شكل (6.11)

يوضح بعض الانتقالات الإلكترونية المسموح بها للهيدروجين، هذه الانتقالات يجب أن تحقق قاعدة الاختيار $\Delta l = \pm 1$

بما أن العزم الزاوي المداري يتغير عند انبعاث أو امتصاص الفوتن، وحيث أن العزم الزاوي يجب أن يكون محافظا conserved، فإننا نستنتج أن الفوتن الداخل في هذه العملية يجب أن يكون له عزم زاوي. في الحقيقة أن الفوتن لديه عزم زاوي يعادل عزم جسيم ولكن ببرم spin يساوي واحد. وبذلك فإن هذا الفوتن يكون لديه طاقة، وكمية حركة، وعزم زاوي.

من المشوق أن نرسم العلاقة بين طاقة التأين والعدد الذري z كما هو موضح في شكل **(6.12)**. لاحظ النمط في طاقة التأين للأعداد الذرية 2،8،8،18،18،32. في الحقيقة هذا النمط ناتج عن مبدأ الاستبعاد لبولي، ويساعدنا في تفسير تكرر الخواص الكيميائية في العناصر التي تكون مجموعات. فمثلا القمم التي تقع عند الأعداد الذرية z تساوي 2،10،18،36 توافق عناصر كل من He،Ne،Ar،Kr ذات المدارات الممتلئة، حيث تشترك هذه العناصر في خوصها الكيميائية.



شكل (6.12)

العلاقة بين طاقة التأين والعدد الذري

نتذكر مما سبق أن الطاقة المسموح بها للذرات التي تحتوي على إلكترون واحد مثل الهيدروجين أو He^{+} تحسب بالمعادلة التالية:

$$E_n = -\frac{13.6}{n^2} Z^2 eV \quad \text{.................} \quad \mathbf{(6.18)}$$

أما في حالة الذرات متعددة الإلكترونات فإن شحنة النواة Ze يتم حجبها بواسطة الشحنة السالبة المتمثلة في الإلكترونات المكونة للجزء المركزي لذرة core electrons. وبذلك فإن معادلة الطاقة المسموح بها في حالة ذرات متعددة الإلكترونات سوف تكون على نفس الصورة لمعادلة **(6.18)** بعد استبدال Z بالعدد الذري المؤثر Z_{eff} أي أن:

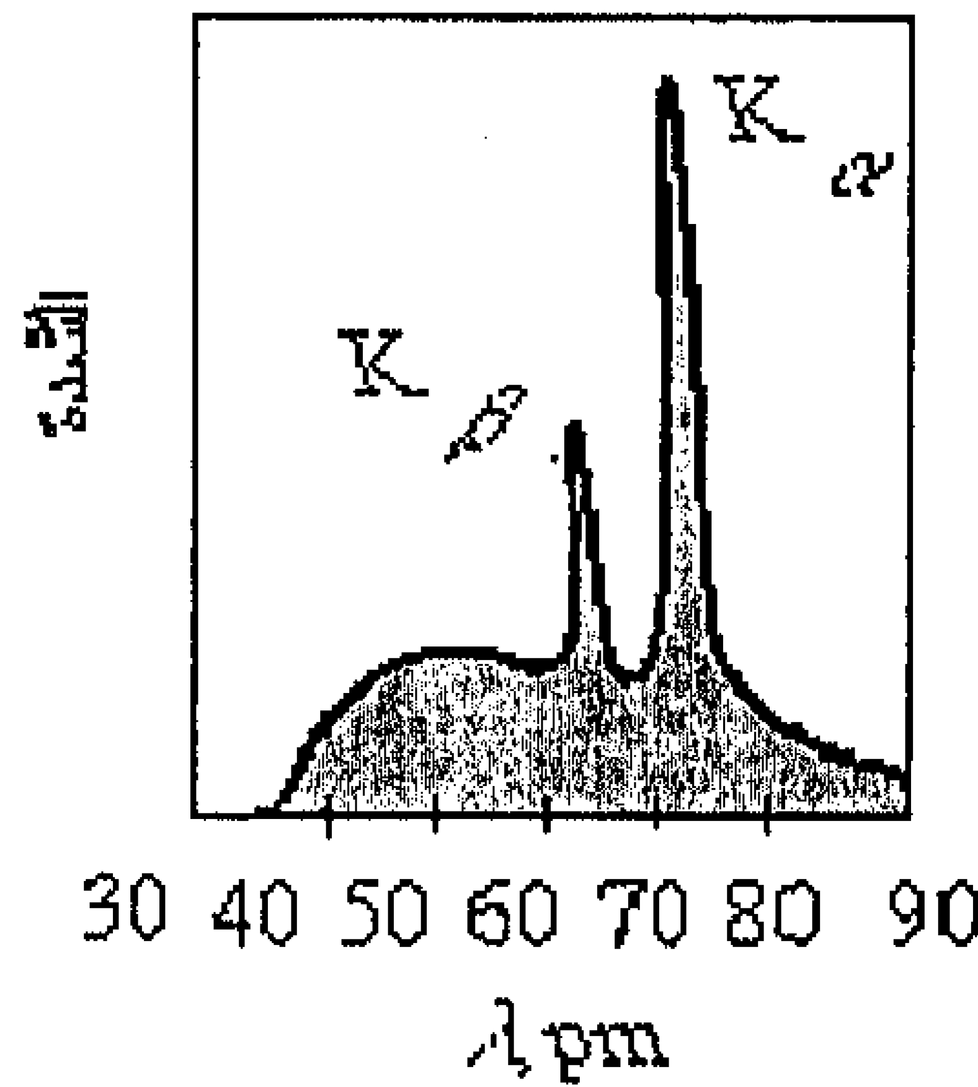
$$E_n = -\frac{13.6}{n^2} Z_{eff}^2 eV \quad \text{.................} \quad \mathbf{(6.19)}$$

حيث Z_{eff} تعتمد على كل من l،n وتؤول إلى القيمة واحد $Z_{eff} \rightarrow 1$ في حالة الطاقات العالية.

- **أطياف أشعة أكس X-ray Spectra**

تنبعث أشعة أكس عند قذف هدف معدني بالإلكترونات. في العادة يتكون طيف أشعة أكس من حزمة عريضة مستمرة وسلسلة من الخطوط وتعتمد على نوع المعدن المستعمل كهدف كما هو موضح في شكل **(6.13)**.

تعرف هذه الخطوط بخواص إشعاع أكس حيث تم اكتشافها سنة 1908، ولكن لم يتم تفسيرها إلا بعد التعرف على التركيب الذري بالتفصيل. إن أول خطوة تحدث في إنتاج خواص إشعاع أكس هي اصطدام الإلكترونات المقذوفة بالإلكترونات الموجودة في القشرة الداخلية لذرة المعدن، وتحرر إلكترون من الذرة. أما الفراغ الذي يحدث في القشرة يمكن ملئه الآن بسقوط إلكترون من مستوى طاقة أعلى إلى مستوى طاقة أقل يحتوي على هذا الفراغ. وإن الزمن الذي تستغرقه هذه العملية قصير جدا فهو أقل من 10^{-9} ثانية. يصاحب هذا الانتقال انبعاث فوتنات بطاقة تعادل الفرق في الطاقة بين المستويين. وإن هذه الطاقة الانتقالية تكون في العادة أكبر من 1000eV، وطول موجة هذه الفوتنات يكون ما بين 0.01nm، 1nm.



شكل (6.13)

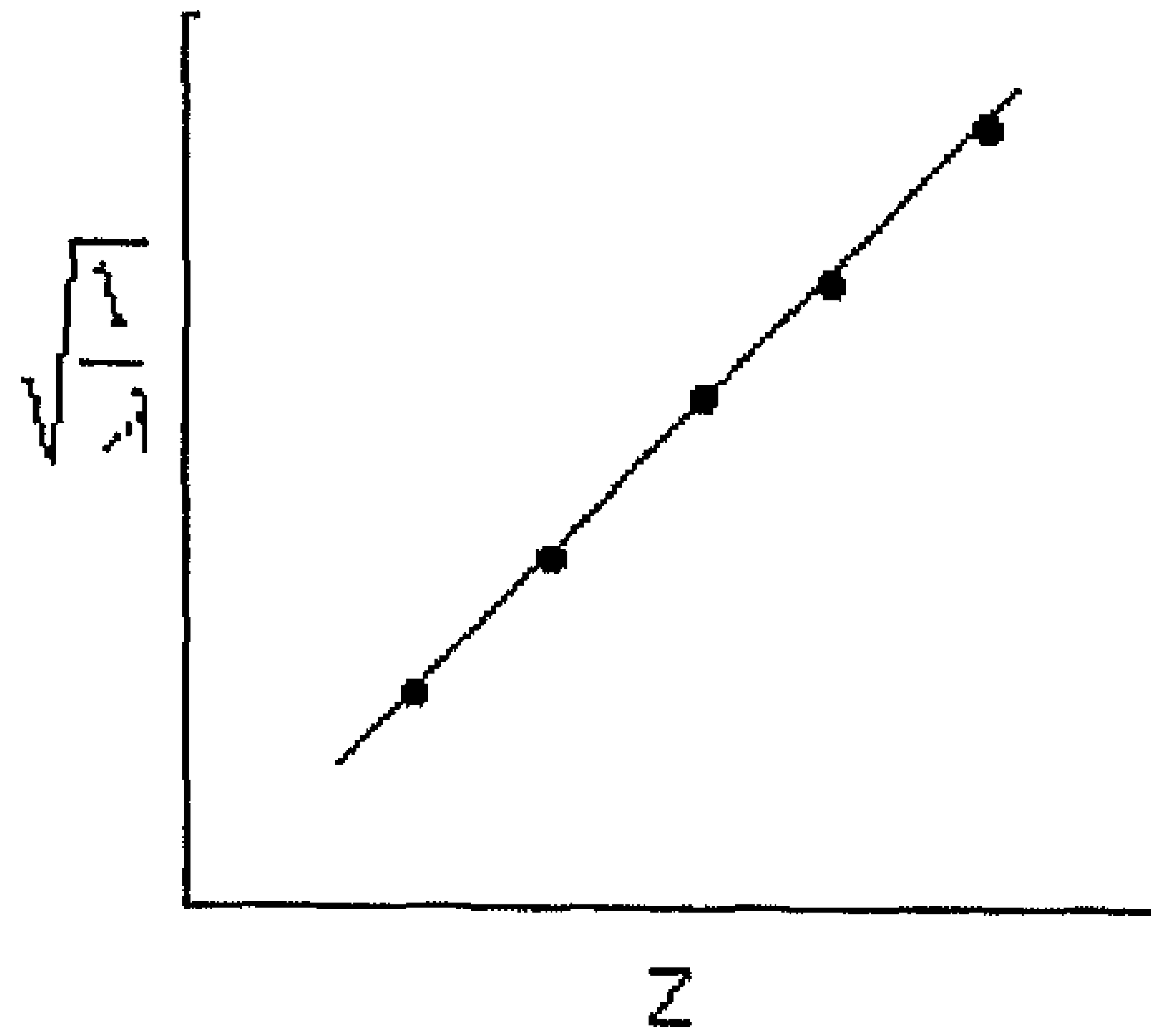
طيف أشعة أكس لهدف معدني، يتكون من حزمة واسعة مستمرة بالإضافة إلى عدد من الخطوط

نفرض الآن أن الإلكترون المقذوف أزاح إلكترون من القشرة الداخلية K، فعند ملىء هذا الفراغ بواسطة سقوط إلكترون من القشرة التالية (ذات طاقة أعلى) مثل القشرة L، فإن طاقة الفوتن المنبعث من هذه العملية توافق الخط K_α على المنحنى في شكل **(6.13)**. أما إذا تم ملىء الفراغ بواسطة إلكترون ساقط من القشرة M فإن الخط الناتج يمثل K_β . نتحصل على خواص أخرى لخطوط أشعة أكس وذلك عند سقوط الإلكترونات من مستويات عليا إلى فراغات أخرى بدلا من تلك الموجودة في القشرة K، فمثلا تتكون خطوط L وذلك عند ملىء الفراغات في القشرة L بإلكترونات ساقطة من قشور عليا، نتحصل على الخط L_α الناتج عن سقوط إلكترون من القشرة M إلى القشرة L، أما الخط L_β الناتج عن الانتقال من القشرة N إلى القشرة L.

يمكن تقدير طاقة أشعة أكس المنبعثة كالأتي، نفرض إلكترونين في القشرة K لذرة ما ذات عدد ذري Z، حيث Z هو عدد البروتونات في النواة. بما أن كل من الإلكترونين يتم حجبه عن الأخر بواسطة شحنة النواة Ze، وبذلك كل إلكترون سوف يقع تحت تأثير شحنة النواة $Z_{eff} = (Z-1)$ ، والآن يمكن استعمال معادلة **(6.19)** لتقدير طاقة أي من الإلكترونين في القشرة K(n=1) :

$$E_k = -(Z-1)^2(13.6eV) \quad \text{..} \quad \textbf{(6.20)}$$

في سنة 1914 رسم العالم هنري موسلي Henery G.J.Mosely قيم Z لعدة عناصر مع $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ ، حيث λ هو طول موجة الخط K_α لكل عنصر. لقد تحصل على خط مستقيم كما هو موضح في شكل **(6.14)**. حيث اتفقت هذه النتيجة مع الحسابات التقريبية لمستويات الطاقة المحسوبة باستخدام معادلة **(6.20)**. من خلال هذا الرسم استطاع موسلي تعيين قيم Z لعناصر أخرى والتي بدورها أدت إلى الحصول على رسم دوري والذي كان على أتم الاتفاق مع الخواص الكيميائية لهذه العناصر.



شكل (6.14)

رسم موسلي للعلاقة بين Z و $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ لخطوط أشعة أكس K_α لعدة عناصر

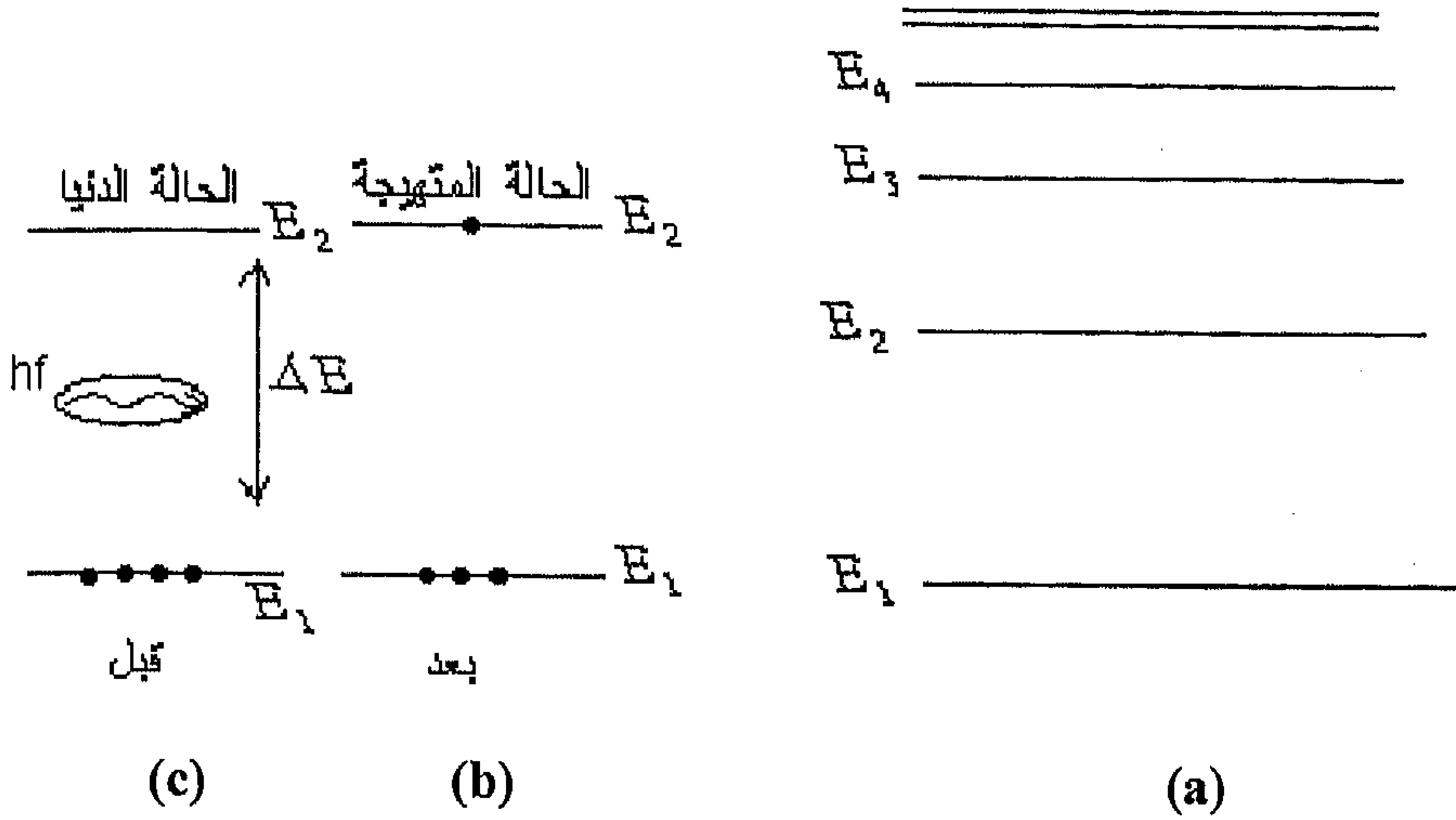
مثال (6.7): قدر طاقة أشعة أكس المنبعثة من هدف من مادة التنجستن وذلك عند سقوط إلكترون من القشرة M (n=3) إلى فراغ موجود في القشرة K (n=1). الحل: بمعلومية العدد الذري لعنصر التنجستن Z=74 واستخدام معادلة (6.20) نتحصل بالتقريب على طاقة الإلكترون في القشرة K. $E_k = -(74-1)^2(13.6eV) = -72500eV$	والآن الإلكترون الموجود في القشرة M حيث n=3 يكون تحت تأثير شحنة تأثيرية لنواة والتي تعتمد على عدد الإلكترونات الموجودة في n=1 وn=2 والتي بالتقريب تساوي تسعة، والتي تحجب النواة، أي أن $Z_{eff} = Z-9$، وبذلك فإن طاقة الإلكترون الموجود في القشرة M: $E_M = -Z_{eff}^2 E_3 = -(Z-9)^2 \frac{E_0}{3^2}$ $= -(74-9)^2 \frac{(13.6eV)}{9} = -6380eV$

6.9 الانتقالات الذرية Atomic Transitions

في هذا الجزء من الباب سوف نتعرض لبعض العمليات الأساسية التي تحدث في النظام الذري. وإنه من المهم استيعاب هذه العمليات لكي نفهم عمل الليزر والذي سوف نقوم بدراسته بشيء من التفصيل في الجزء التالي.

لقد لاحظنا في السابق أنه ينبعث من الذرة إشعاع بترددات معينة والتي توافق الفرق في الطاقة بين المستويات المسموح بها. نفرض الآن أنه يمكن تمييز الحالات العديدة المسموح بها لذرة بالآتي $E_1, E_2, E_3, E_4, ...$ كما هو موضح في شكل **(6.15a)**. عند سقوط الضوء على الذرة فإنه بالإمكان امتصاص الفوتنات التي طاقتها hf والتي تماثل الفرق في الطاقة ΔE بين مستويين من الطاقة حيث تعرف هذه العملية **"بعملية الامتصاص الحثي" Stimulated Absorption Process** والتي يتم توضيحها في شكل **(6.15b)**. من المعروف أن معظم الذرات تكون في الحالة الدنيا عند درجة حرارة الغرفة، والآن نفرض لدينا وعاء يحتوي على العديد من الذرات الموجودة في حالة غازية والتي يتم إضاءتها بواسطة شعاع ضوئي مستمر (أي يحتوي على كل الترددات المحتملة)، حيث يتم فقط امتصاص الفوتنات التي تكون طاقاتها $E_4 - E_2, E_3 - E_2, E_4 - E_1, E_3 - E_1, E_2 - E_1$ وهكذا، نتيجة هذا الامتصاص فإن بعض الذرات ترتفع إلى أعلى عدت مستويات من الطاقة المسموح بها والتي تعرف بحالات التهيج.

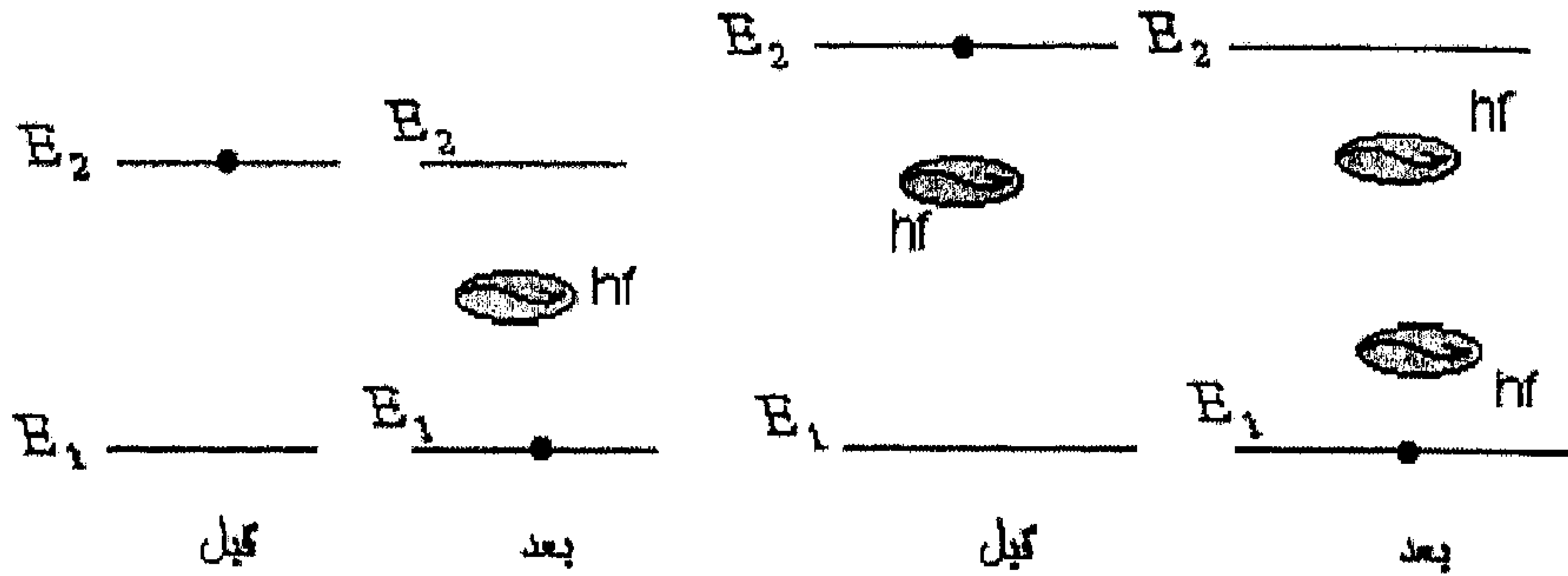
عندما تكون الذرة في حالة تهيج فإن هناك احتمالية معينة أن ترجع إلى مستوى طاقة أقل عن طريق أنبعاث فوتن منها، كما هو موضح في شكل **(6.15c)**، تعرف هذه العملية **"بالانبعاث التلقائي" Spontaneous Emission**، حيث في العادة تبقى الذرة على هذه الحالة من التهيج ما يقرب من 10^{-8} ثانية فقط.



شكل (6.15)

(a) يمثل مستويات الطاقة المسموح بها للذرة، حيث E_1 هي الحالة الدنيا.
(b) يوضح هذا الشكل امتصاص الحث.
(c) يوضح هذا الشكل الانبعاث التلقائي.

وأخيرا نتعرف على عملية ثالثة والتي تعتبر بالغة الأهمية في دراسة الليزر وهي "الانبعاث الحثي" **Stimulated Emission**. ولتوضيح ذلك فإننا نبدأ بذرة موجودة في حالة تهيج E_2 كما هو موضح في شكل **(6.16)**، ثم نسقط عليها فوتن بطاقة $hf = E_2 - E_1$. نتيجة لذلك تزداد احتمالية رجوع الإلكترون إلى الحالة الدنيا وبذلك ينبعث فوتن آخر بنفس الطاقة hf. تعرف هذه العملية والتي يتم من خلالها الإسراع في انتقال الإلكترون إلى مستويات طاقة أقل "بالانبعاث الحثي" Stimulated Emission. لاحظ أن هناك فوتنين نتيجة لهذه العملية، وهما الفوتن الساقط والفوتن المنبعث، وأن الفوتن المنبعث سوف يكون في نفس الطور مع الفوتن الساقط. هذه الفوتنات بدورها تحث الذرات الأخرى على انبعاث عديد من الفوتنات في سلسلة من العمليات المشابهة والذي ينتج عنه ضوء شديد ومتماسك (intense and coherent light) في ما يعرف بالليزر.



شكل (6.16)

يوضح هذا الشكل عملية الانبعاث الحثي.

6.10 الليزر وبعض تطبيقاته Laser and some Application

لقد أشرنا في السابق كيف يمكن للفوتنات الساقطة أن تسبب في الانتقال بين مستويات الذرة، فهذا الانتقال أما أن يكون إلى أعلى كما هو الحال عند "الامتصاص الحثي" أو إلى أسفل عند "الانبعاث الحثي". حيث إن كلا الاحتمالين وارد وبنفس الدرجة. ولكن عند سقوط الضوء على مجموعة كبيرة من الذرات والتي تكون في حالة تعادل حراري، فإنه في العادة يكون هناك محصلة لامتصاص الطاقة وذلك لأن العدد الأكبر من هذه الذرات سوف تكون متواجدة في الحالة الدنيا E_1 وعلى درجة من الاستعداد أكبر من تلك المتواجدة في حالة التهيج لامتصاص هذه الفوتنات الساقطة، حيث إن الأخيرة تكون على استعداد لبعث فوتنات منها. وإذا ما استطعنا قلب هذه الحالة بحيث يكون العدد الأكبر من هذه الذرات متواجدًا في حالات التهيج من تلك المتواجدة في الحالة الدنيا، والنتيجة المترتبة على ذلك هو انبعاث فوتنات، حيث يعرف هذا الشرط بشرط **"الانقلاب العددي "Population Inversion"**. في الحقيقة يعتبر هذا المبدأ الأساسي هو أحد الشروط اللازمة لتشغيل الليزر (LASER)، حيث إن هذا الاسم هو عبارة عن اختصار للكلمات التالية:

"**Light Amplification** by **Stimulated Emission** of **Radiation**"

أي التضخيم الضوئي عن طريق الانبعاث الحثي الإشعاعي.

هناك ثلاثة شروط يجب تحقيقها لكي نشاهد الليزر:

1. يجب أن يتحقق شرط الانقلاب العددي (أي أن عدد الذرات الموجودة في حالة التهيج أكبر من تلك الموجودة في الحالة الدنيا). وإن نسبة الحالات العليا إلى الحالات الدنيا توصف في العادة باستخدام معامل بولتزمن $\frac{N_2}{N_1}=e^{-\Delta E/KT}$، حيث ΔE هي الفرق في الطاقة بين المستويين، K ثابت بولتزمن.

2. يجب أن تكون حالة التهيج للنظام هي الحالة شبه مستقرة metastable state والتي تعني أن متوسط العمر لها يجب أن يكون أكبر من متوسط عمر حالة التهيج، في مثل هذه الظروف فإن الانبعاث الحثي سوف يظهر قبل الانبعاث التلقائي.

3. يجب أن تحجز الفوتنات المنبعثة من النظام لفترة كافية لكي نسمح لها بإثارة انبعاثات أخرى من الذرات المتهيجة. يتم ذلك عن طريق استخدام مرايا عاكسة عند الطرفين. بحيث المرآة الموجودة في أحد الأطراف تكون عاكسة كليا أما الأخرى فإنها تسمح بمرور الشعاع جزئيا.

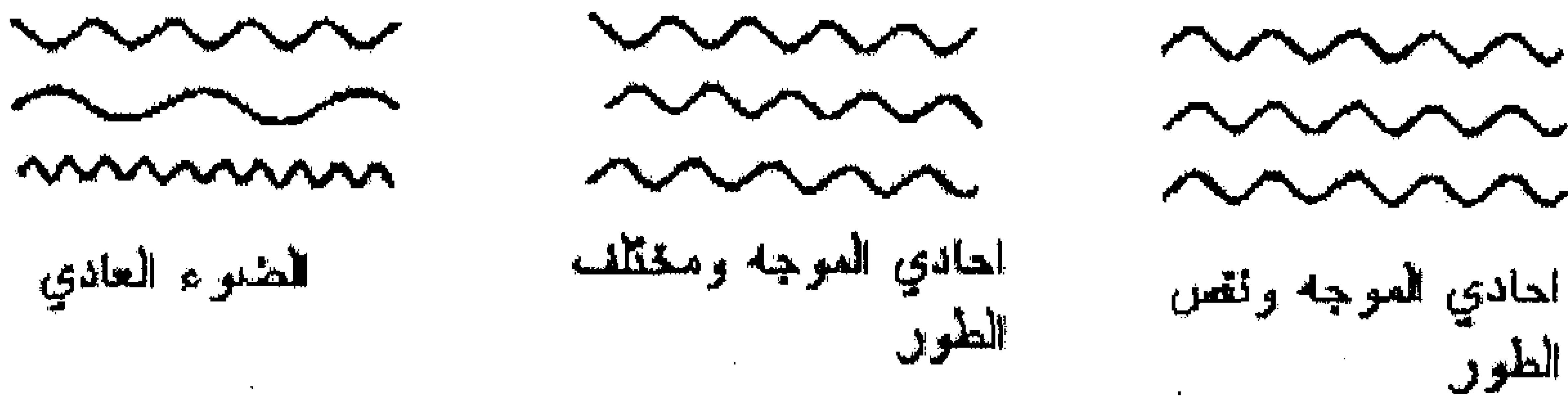
- **أهم خواص شعاع الليزر:**

1. التماسك **coherence**: والمقصود بذلك أن جميع الموجات يكون لها نفس الطور أنظر شكل **(6.17)**.

2. أحادي اللون **monochromatic**: أي أن الموجات الصادرة عن الليزر لها نفس التردد.

3. **قليل الانفراج less diverge**: لتأكد من هذه الخاصية أرسل شعاع الليزر من الأرض إلى مرآة موجودة على سطح القمر (والتي تم وضعها أثناء رحلة أبولو 11) حيث تم اكتشاف الشعاع عند عودته إلى سطح الأرض مما يدل على أن الشعاع ضيق جدا وليس منفرجا، علما أن المسافة المقطوعة تقدر بثلاثة أرباع المليون من الكيلومترات. وعند استعمال أي مصدر ضوئي آخر غير الليزر في هذه التجربة فإنه لم يتم استقباله دليلا على كبر انفراجه.

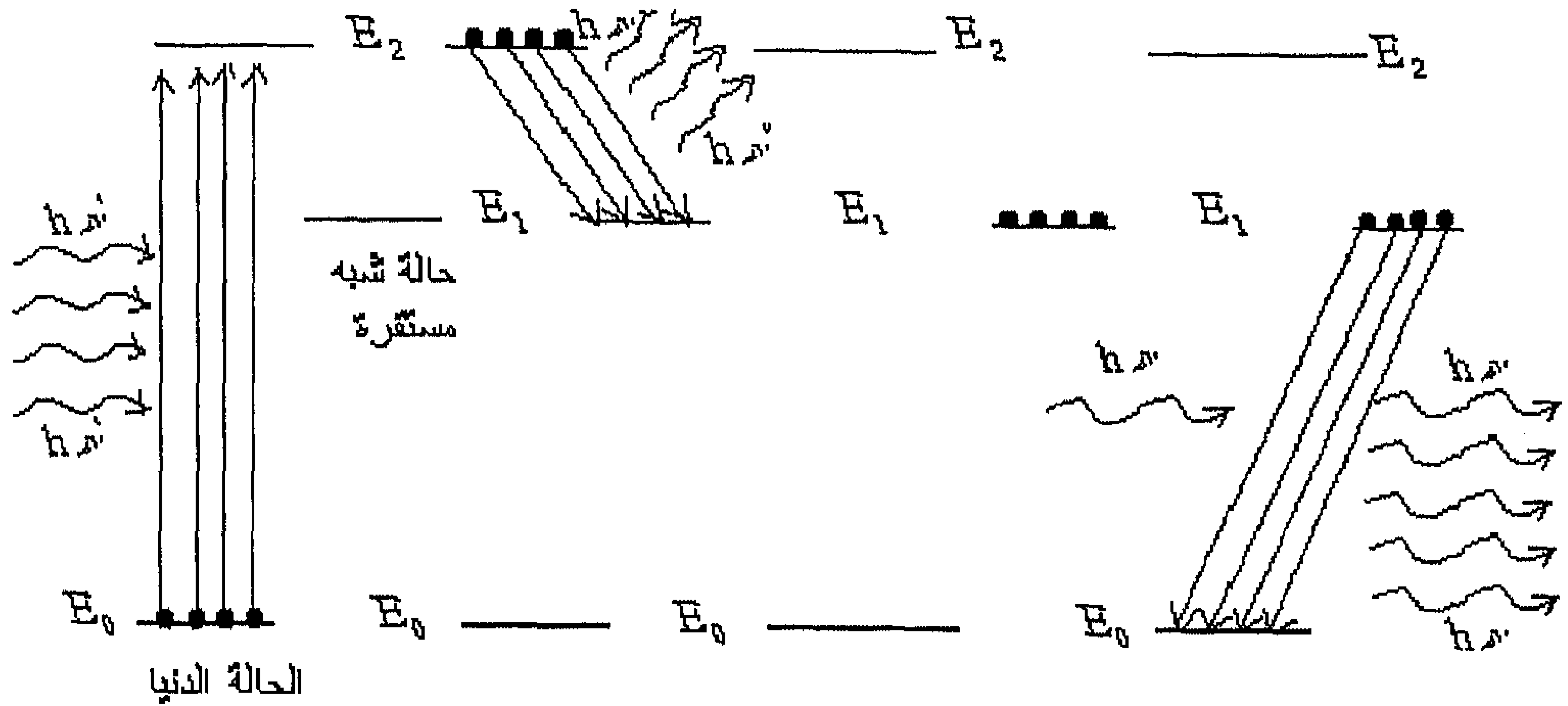
4. **عالي الشدة extremely intense** : إن شدة الليزر تفوق شدة أي مصدر آخر. ولكي نحصل على طاقة كثافية تعادل تلك المتحصل عليها من بعض أنواع الليزر، فإنه يجب علينا أن نرفع درجة حرارة الجسم إلى $10^{30}K$.



شكل (6.17)

يوضح هذا الشكل مقارنة بين خواص الضوء العادي وخواص الليزر

هناك عدة طرق لأحداث عملية الانقلاب العددي والتي تعتبر شرطًا أساسيًا لمشاهدة الليزر، أحد هذه الطرق تسمى "بالضخ الضوئي" Optical Pumping والموضحة في شكل (6.18 و6.20) في هذه الحالة يتم استخدام مصدر ضوئي للفوتنات بحيث ترددها يكون مناسبا لرفع الذرات إلى حالة التهيج ومن تم تنتقل فوريا إلى الحالة شبه مستقرة المرغوب فيها. تستخدم هذه الطريقة في أحد أنواع الليزر والذي يطلق عليه الروبي ليزر ruby laser، وهو أول أنواع الليزر التي تم الحصول عليه بنجاح.



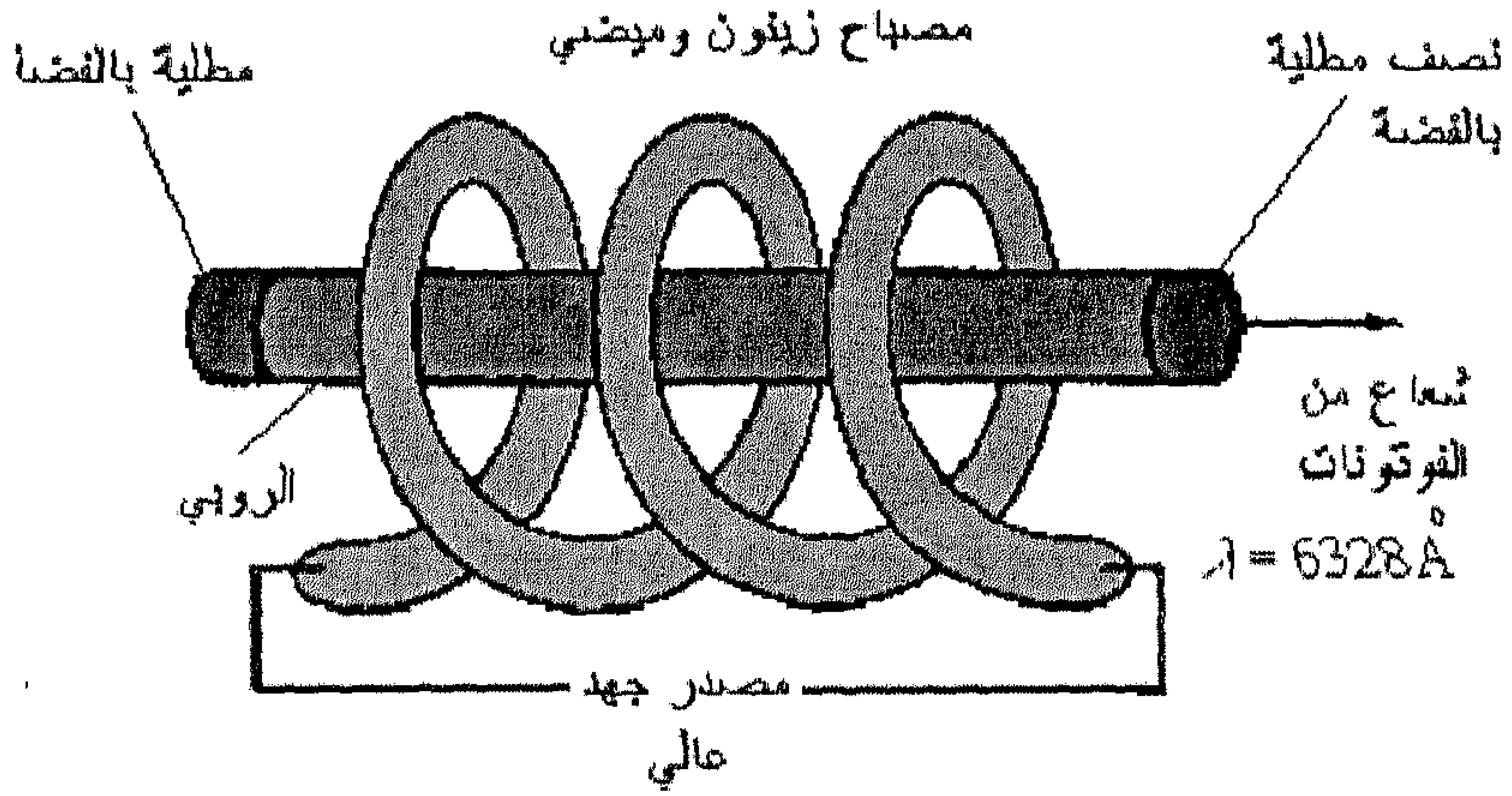
شكل (6.18)

يوضح هذا الشكل مبدأ عمل الليزر

- **الروبي ليزر Ruby Laser**

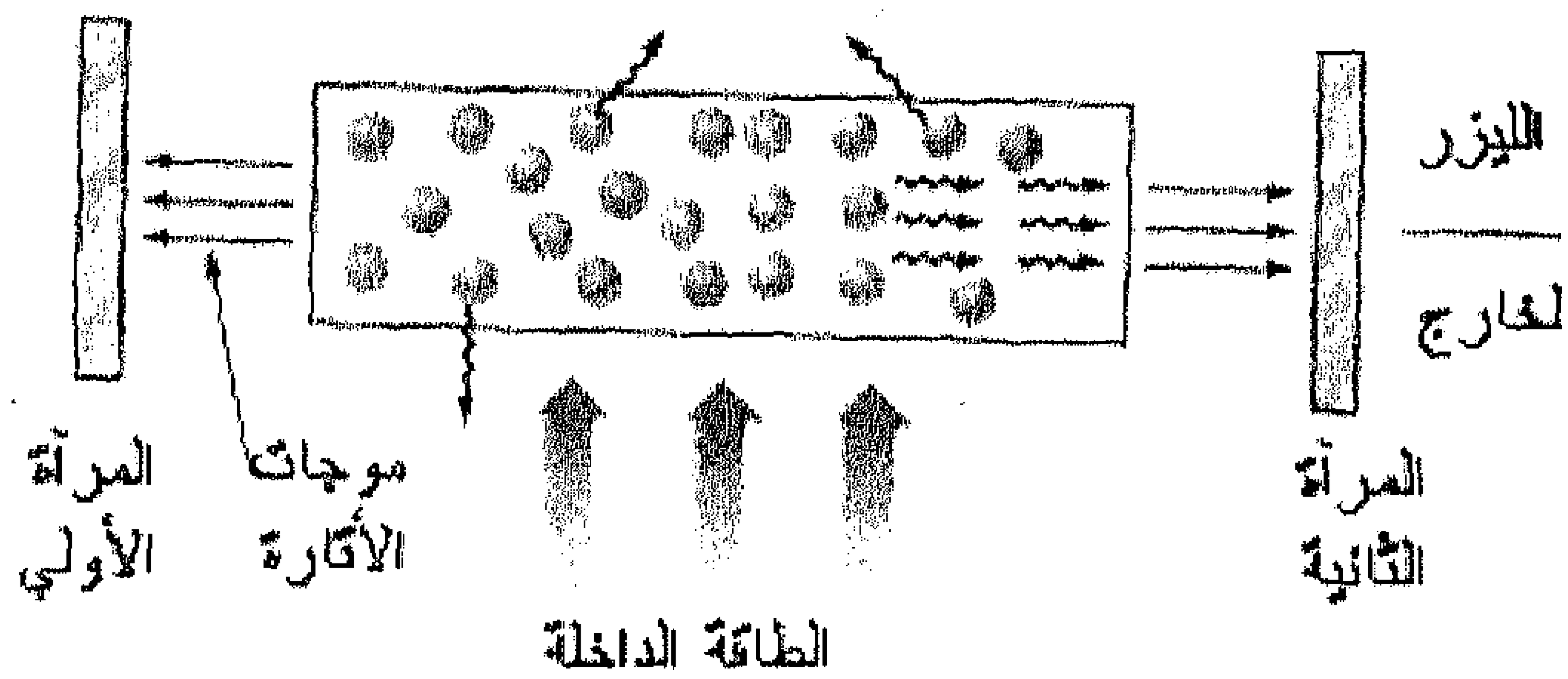
الروبي (أو الياقوتي) وهي عبارة عن بلورة من أكسيد الألمنيوم Al_2O_3 والتي يتم فيها استبدال أيونات الألمنيوم Al^{3+} بأيونات الكروميوم Cr^{3+} والتي تكون مسئولة على اللون الأحمر. أما متوسط عمر الحالة شبه مستقرة لأيونات Cr^{3+} هي بالتقريب 0.003 ثانية. تتم عملية الانقلاب العددي عن طريق استخدام مصباح وميضي من الزينون لتهييج أيونات Cr^{3+} إلى مستويات طاقة عالية والتي بدورها تسقط إلى مستويات شبه مستقرة بعد فقد طاقتها لأيونات أخرى في البلورة. يتم انعكاس الفوتنات الناتجة من الانبعاث التلقائي لبعض أيونات Cr^{3+} عدة مرات بين المرايا المثبتة في طرفي قضيب الروبي، حيث ينتج عن ذلك حث أيونات Cr^{3+} المتهيجة لكي تشع. بعد عدة ميكرو ثانية تنتج نبضة كبيرة أحادية اللون (monochromatic)، ومتماسكة (coherent) ذات اللون الأحمر. يتم اختيار طول قضيب الروبي بدقة بحيث يساوي عددًا صحيحًا مضروبًا في نصف طول الموجة ($n\frac{\lambda}{2}$)، وبذلك يمكن حجز الإشعاع لتكوين موجات ضوئية موقوفة. وبما أن هذا الانبعاث قد تم حثه عن طريق

الموجات الموقوفة فإن هذه الموجات سوف يكون لديها نفس الطور، شكل **(6.19)** يوضح مكونات الروبي ليزر.



شكل (6.19)

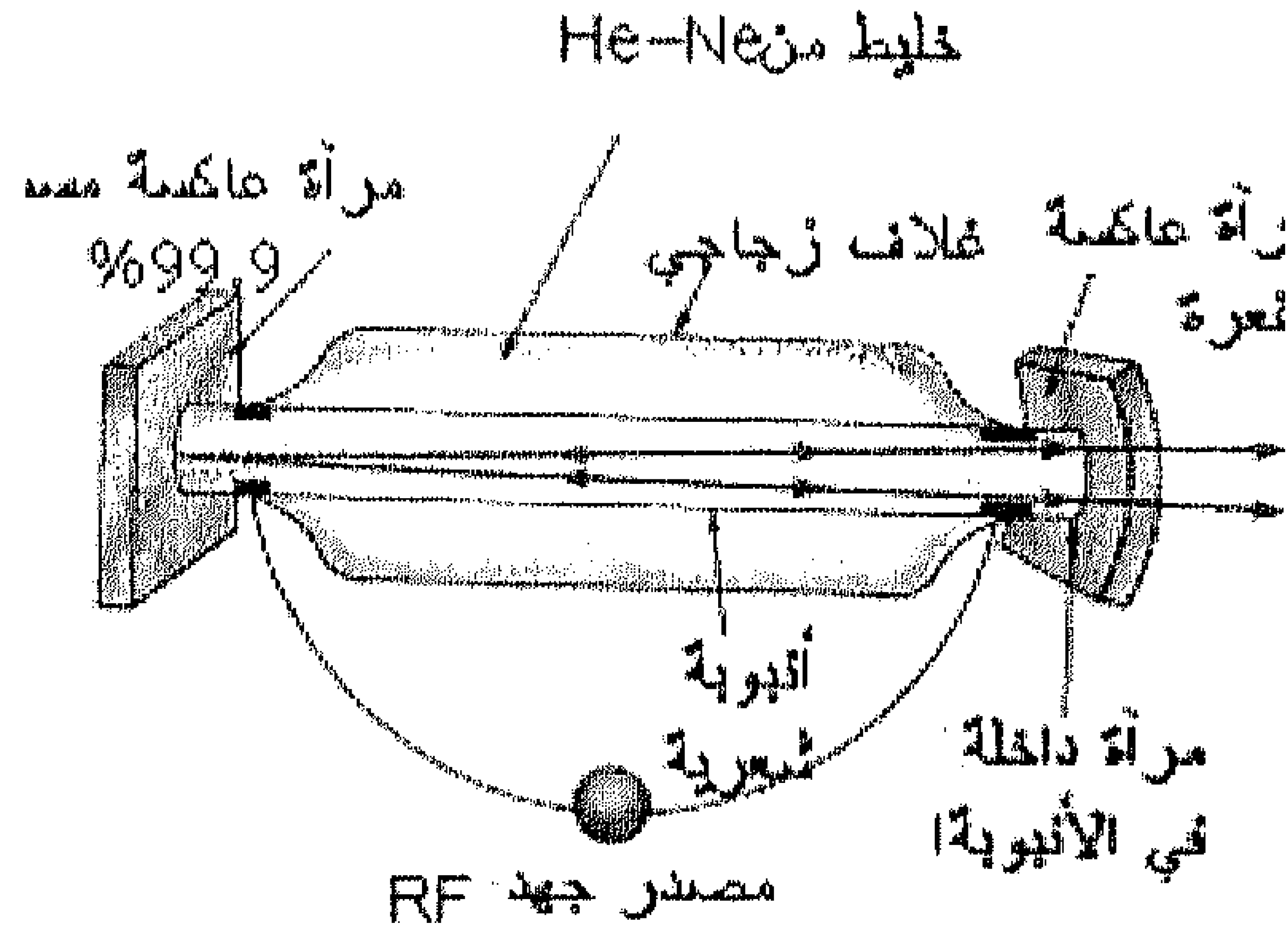
يوضح مكونات الروبي ليزر



شكل (6.20)

يوضح عمل الليزر

- **الهليوم نيون ليزر Helium-Neon Laser**

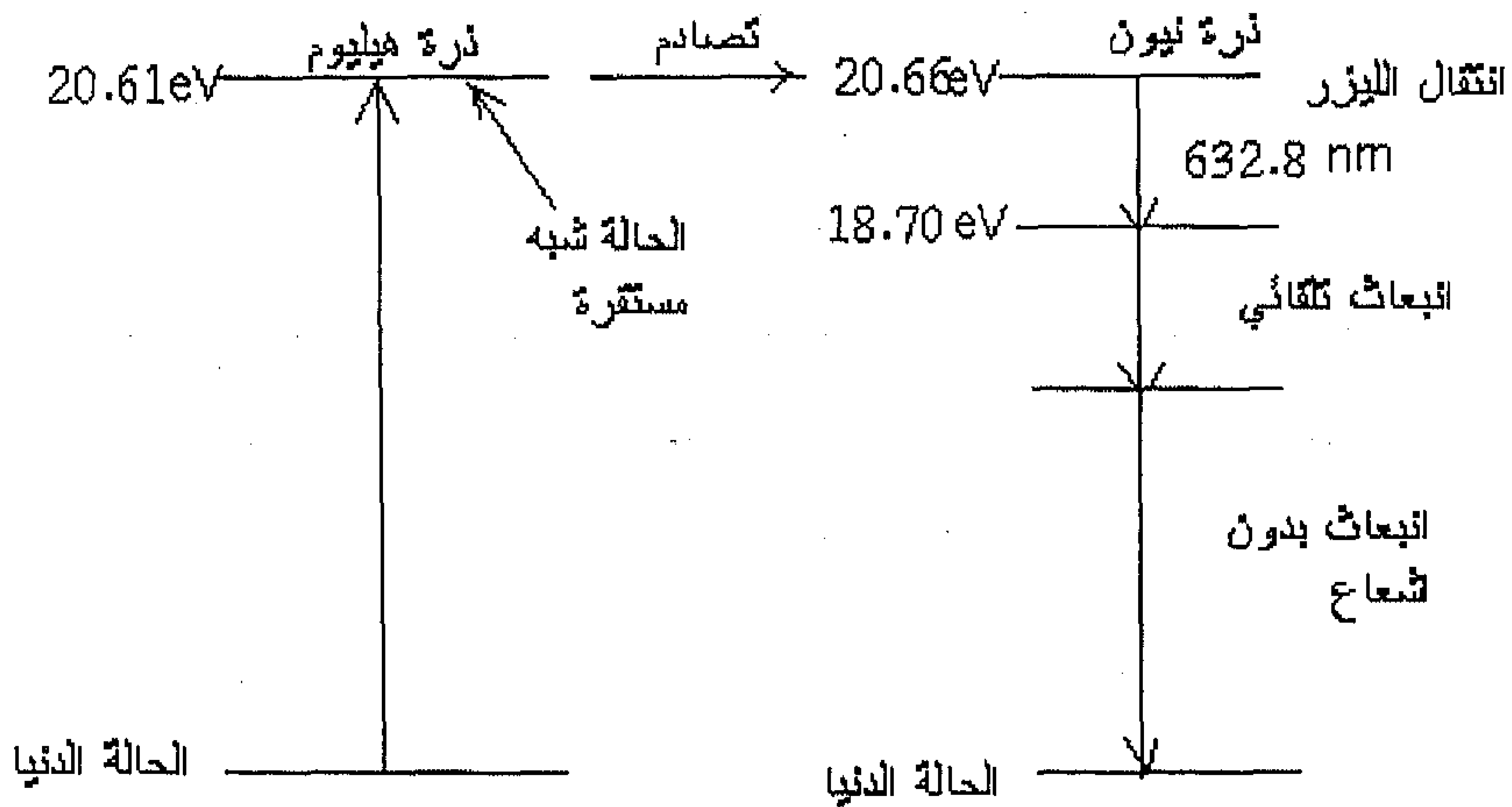


شكل (6.21)

يوضح مكونات الهيليوم نيون ليزر

تتم عملية الانقلاب العددي في حالة الهليوم نيون ليزر بطريقة تختلف عن تلك في حالة الروبي ليزر، ويتكون الهليوم نيون ليزر من 7 أجزاء من الهليوم وجزء واحد من النيون عند ضغط منخفض يساوي 1مم زئبق. يوضع هذا المزيج في أنبوبة زجاجية تحتوي على مرآتين مثبتتين في طرفي الأنبوبة. إحدى المرآتين تسمح بنفاد الضوء جزئيا. أما المسافة بين المرآتين فإنها تساوي عددًا صحيحًا مضروبًا في نصف طول موجة ضوء الليزر ($n\frac{\lambda}{2}$) تتم عملية الانقلاب العددي بواسطة تفريغ شحنة في الغاز عن طريق قطبين خارج الأنبوبة وموصلين بمصدر لتيار عال التردد، شكل **(6.21)** يوضح مكونات الهليوم نيون ليزر. يؤدي اصطدام الإلكترونات من شحنة التفريغ إلى تهيج ذرات الهليوم He وذرات النيون Ne على التوالي لتصل إلى الحالات شبه المستقرة 20.61eV، و20.66eV، شكل **(6.22)** يوضح مستويات الطاقة لكل من الهليوم والنيون. بعض ذرات الهليوم المتهيجة تنقل طاقتها إلى الحالة الدنيا لذرات النيون عن طريق التصادم بالإضافة إلى طاقة قدرها 0.05eV يتم تزويدها عن طريق طاقة الحركة

لذرات. وبذلك فإن الغرض من وجود ذرات الهليوم هو مساعدة تحقيق شرط الانقلاب العددي في ذرات النيون. تتم عملية الليزر في النيون عن طريق الانتقال من الحالة شبه المستقرة (20.66eV) إلى حالة التهيج (18.70eV) والتي ينتج عنها انبعاث فوتن طول موجته 632.8nm. بعد ذلك تنبعث فوتنات أخرى تلقائيا عند الانتقال إلى الحالات شبه المستقرة والتي هي أقل مستوى للطاقة، حيث ينتج عن الحالة الأخيرة ضوء غير متماسك (noncoherent) فقط. أما طاقة التهيج المتبقية فإنها تفقد عند اصطدامها بجدار الأنبوبة. وبما أن تصادم الإلكترونات التي تهيج ذرات الهليوم والنيون تحدث طوال الوقت على خلاف ما يحدث في حالة التهيج النبضي بالنسبة لروبي ليزر، فإن الهليوم نيون ليزر يعمل باستمرار.

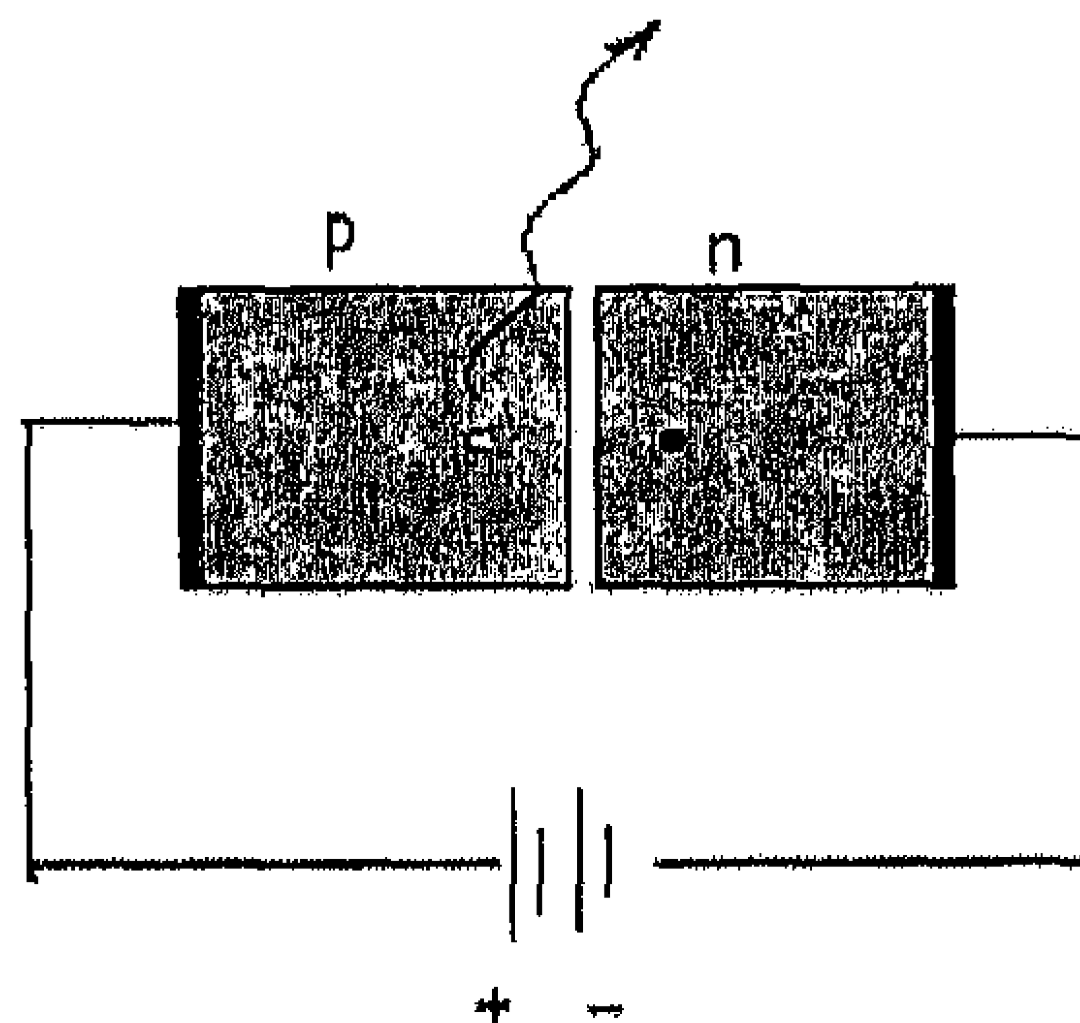


شكل (6.22)

مستويات الطاقة في الهيليوم نيون ليزر

منذ اكتشاف أول ليزر سنة 1960 عن طريق تيدور ميمن Theodore Maiman، حدثت تطورات كبيرة في تقنية الليزر. وأنواع الليزر الموجودة الآن يمكن أن تغطي أطوال موجات في المناطق دون الحمراء، والمنظورة، وفوق البنفسجية. فمثلا الهليوم

نيون ليزر الذي يعمل في المنطقة الحمراء بطول موجة 632.8nm وبقدرة في الملي وات (الشعاع الأصفر والأخضر متوفر كذلك)، والأرجون أيون ليزر والذي يعمل في المنطقة الخضراء أو الزرقاء وتصل قدرته إلى 10 وات، و ثاني أكسيد الكربون ليزر والذي يعمل في المنطقة دون الحمراء بطول موجة 10 ميكرومتر، حيث قدرته تصل إلى عدة مئات من الوات. كذلك هناك أنواع أخرى من الليزر التي تستخدم سوائل أو مواد صلبة مثل أشباه الموصلات، مثل الليزر المتكون من عنصر النيوديميوم المضاف إليه اليتريوم والألمنيوم الجرانيت (YAG) ذات القدرة العالية بطول موجة 1.06 ميكرومتر إما مستمر أو نبضي، أما أشباه موصلات اليزر مثل الجاليوم-الزرنيخ شكل (6.23) والذي قدرته تصل إلى 5 وات حيث يستعمل لتنشيط مواد ليزرية أخري. وإن التطبيقات المعينة هي التي تحتم علينا اختيار الليزر المناسب، أما يعتمد على طول الموجة، أو مستوى الطاقة، أو متغيرات أخرى. فتطبيقات الليزر تشمل العمليات الجراحية مثل لحام انفصال الشبكية، و المسح الدقيق، وقياس الأطوال، وكمصدر قوي لحدوث الاندماج النووي، والدقة في قطع المعادن وبعض المواد الأخرى، والاتصالات الهاتفية عبر الألياف البصرية. إن السبب وراء قدرة الليزر على عمل مثل هذه التطبيقات وغيرها يرجع إلى الخواص الفريدة لليزر والتي أشرنا إليها سابقا.



شكل (6.23)

جاليوم- زرنيخ ليزر

الملخص

- إن حل معادلة شرودنجر بعد التعويض عن طاقة الوضع $U(r)=-K\frac{e^2}{r}$، نتج عنه دوال الموجة للحالات المسموح بها، كذلك قادنا إلى الطاقات المسموح بها وهي :

$$E_n=-(\frac{ke^2}{2a_0})\frac{1}{n^2}=-\frac{13.6}{n^2}eV\, n=1,2,3,..... \qquad (6.2)$$

هذه نفس النتيجة التي تم التوصل إليها باستخدام نظرية بوهر. حيث الطاقات المسموح بها تعتمد فقط على العدد الكمي الأساسي n. أما دوال الموجة المسموح بها فإنها تعتمد على الأعداد الذرية التالية m_l,l,n، حيث l هو العدد الكمي المداري، و m_l العدد الكمي المغنطيسي المداري، وإن الأعداد الكمية محددة بالأتي:

$$n=1,2,3,.......$$
$$l=0,1,2,3,.....(n-1)$$
$$m_l=-l,-l+1,.......,l-1,l$$

كل الحالات التي لها نفس العدد الكمي الأساسي n تكون قشرة shell والتي يتم الإشارة إليها بالرموز التالية K،L،M،.... (والتي توافق n=1,2,3...). وإن كل الحالات التي لها نفس القيم لكل من l،n تكون ما يعرف بالقشور subshell والتي يرمز لها بالحروف التالية s،p،d،f،... والتي توافق (l=0,1,2,3....). لكي يتم وصف الحالات الكميه كليا بالنسبة لذرة الهيدروجين تم إضافة عدد كمي رابع m_s والذي يسمى العدد الكمي المغنطيسي. هذا العدد الكمي يمكن أن تكون له قيمتين فقط $\pm\frac{1}{2}$.
إذا كانت حالة الذرة محددة بالعدد الذري n، فإن قيم العزم الزاوي المداري **L**.

$$L=\sqrt{l(l+1)}\hbar \qquad (6.10)$$

حيث l محددة بالقيم التالية l=0,1,2,3...n-1

أما القيم المسموح بها لمسقط L على محور z هي :

$$L_z = m_l \hbar \quad \text{......} \quad (6.11)$$

لقد تم تأكيد تكمية المكان عن طريق تجربة كل من سترن - وقارلش، والتي وضحت أنه عند مرور شعاع من ذرات الفضة المتعادلة خلال مجال مغنطيسي غير منتظم فإنه ينفصل إلى مركبتين، دلت نتائج هذه التجربة على أن للإلكترون عزم زاوي ذاتي والذي أطلق عليه العزم الزاوي للبرم S.

يمكن وصف البرم الإلكتروني بواسطة عدد كمي مفرد هو s=1/2. وإن مقدر العزم الزاوي البرمي هو:

$$S = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \quad \text{......} \quad (6.13)$$

أما مركبة S في اتجاه z هي :

$$S_z = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2}\hbar \quad \text{......} \quad (6.14)$$

العزم المغنطيسي μ_s التابع للعزم الزاوي للبرم للإلكترون هو:

$$\mu_s = -\frac{e}{m} S \quad \text{......} \quad (6.15)$$

والذي يكون ضعف العزم المغنطيسي المداري. ومركبته في اتجاه z هي:

$$\mu_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m} \quad \text{......} \quad (6.16)$$

مبدأ الاستبعاد لا يمكن أبدا لإلكترونين أن يكونا في نفس الحالة الكمية "quantum state" بمعنى آخر لا يمكن أبدا لإلكترونين في نفس الذرة أن يكون لهما نفس المجموعة من الأعداد الكمية" m_l, l, n

باستخدام هذا المبدأ ومبدأ أقل طاقة، نستطيع تعيين التشكيل الإلكتروني للعناصر. فهذا يساعدنا لفهم التركيب الذري والخواص الكيميائية للعناصر.

الانتقال الإلكتروني بين مستويين في الذرة محكوم بقاعدة الاختيار وهي:

$$\Delta l = \pm 1 \qquad (6.17)$$

مسائل الباب السادس

6.1 **a**) احسب الأعداد الكمية l، و m_l بالنسبة لأيون He^+ في الحالة n=3 .

b) احسب طاقة هذه الحالة.

6.2 إذا كانت طاقة الإلكترون في ذرة الهيدروجين تأخذ الصورة التالية:

$$E = \frac{p^2}{2m_e} - \frac{ke^2}{r}$$

وحسب مبدأ الريبة فإن الإلكترون محصور في موضع r، وكمية حركته يجب على الأقل تساوي $\frac{\hbar}{r}$. استخدم هذا المبدأ لحساب القيمة الدنيا لكل من الطاقة E والموضع r، ثم قارن هذه النتائج بتلك المشتقة من نظرية بوهر.

6.3 وضح أن دالة الموجة $\psi_{1s}(r)$ المعطاة بمعادلة **(6.3)** تكون معيرة.

6.4 إذا كانت دالة الموجة بالنسبة للإلكترون ذرة الهيدروجين في الحالة p2 هي:

$$\psi_{2p} = \frac{1}{\sqrt{3}(2a_0)^{3/2}} \frac{r}{a_0} e^{-r/2a_0}$$

ما هي المسافة الأكثر احتمالا عن نواة الهيدروجين لإيجاد إلكترون الحالة p2 استخدم الشكل **(6.6)**؟

6.5 برهن على أن دالة الموجة s1 للإلكترون ذرة الهيدروجين : $\psi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}} e^{-r/a_0}$

تحقق معادلة شرودنجر $-\frac{\hbar^2}{2m}(\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\psi}{dr}) - \frac{ke^2}{r}\psi = E\psi$ ؟

6.6 إذا كانت احتمالية التوزيع الإشعاعي عند مستويات الطاقة n=2، l=1 تكتب على الصورة التالية:

$$P(r) = Ar^4 e^{z\,r/a_0}$$

حيث A تعتمد على θ وليس r، وضح أن P(r) لديها أكبر قيمة عندما $r = 4a_0 / Z$؟

6.7 إذا كان نصف قطر البروتون بالتقريب $R_0 = 10^{-15}$m . واحتمالية أن إلكترون ذرة الهيدروجين يكون داخل البروتون هي: $P = \int_0^{R_0} P(r)dr$ باستخدام معادلة (6.7) حسب احتمالية أن الإلكترون يكون داخل البروتون في الحالة الدنيا (أولا أثبت أن $e^{-R_0/a_0} \approx 1$).

6.8 إذا كان الميون (جسيم ذا شحنة سالبة وكتلته تعادل 206 مرة مثل كتلة الإلكترون) أصبح أسيرًا في نواة الرصاص Z=82، بحيث اصبح النظام يماثل ذرة بإلكترون واحد (**a**) احسب نصف قطر بوهر لهذا النظام استعمل معادلة (6.4). (**b**) في معادلة (6.2) استبدل قيمة e بالقيمة Ze ثم احسب الطاقة الدنيا لهذا النظام (**c**) ما هي طاقة الانتقال للميون من n=2 إلى n=1 ؟.

6.9 إذا كان العزم الزاوي المداري للإلكترون هو $4.714x10^{-34}s$ ،احسب العدد الكمي المداري لحالة الإلكترون هذه.

6.10 احسب مجموعة الأعداد الكمية المحتملة للإلكترون عندما (a)n=1 ، n=2 (b)، n=3 (c)، n=4 (d). تأكد من نتائجك عن طريق استخدام القاعدة العامة وهي أن الأعداد الكمية المحتملة تساوي $2n^2$.

6.11 (a) اكتب التشكيل الإلكتروني لذرة الأكسجين حيث (Z=8). (b) اكتب الأعداد الكمية n,l,m_l,m_s لكل إلكترون في ذرة الأكسجين.

6.12 نفرض ذرة تكون فيها القشرة M ممتلئة كليا (أي لا تقبل إلكترونات إضافية) (a) تعرف على نوع الذرة (b) اكتب عدد الإلكترونات في كل القشور (subshells).

6.13 إلكترون موجود في القشرة N. عين أكبر قيمة للعزم الزاوي للإلكترون في اتجاه z.

6.14 كل الأجسام الصغيرة والكبيرة تتصرف وكأنها عبارة عن نظام لميكانيكا الكم. احسب العدد الكمي l للأرض في مدارها حول الشمس (كتلة الأرض $6\times10^{24}\,Kg$ ونصف قطر مدارها $1.5\times10^{11}\,m$، وسرعتها المدارية $3\times10^{4}\,m/s$).

6.15 يرمز للعزم الزاوي لذرة اليتريوم Y في الحالة الدنيا بالعدد الكمي $j=1\frac{1}{2}$. كم عدد الخطوط التي يمكن أن تشاهدها إذا كان في استطاعتك إجراء تجربة ستيرن – وقارلش باستخدام ذرات اليتريوم؟

6.16 حقق أن متوسط القيمة $<\frac{1}{r}>$ للإلكترون ذرة الهيدروجين الموجود في الحالة الدنيا 1s يساوي $\frac{1}{a_0}$.

6.17 باستخدام دالة الموجة لذرة الهيدروجين ψ_{210}. **(a)** احسب القيمة المتوقعة لكل من $<p^2>,<\frac{1}{r}>$. **(b)** من نتيجة الجزء السابق **(a)** اوجد كل من $<T>,<U>$ حيث U هي طاقة الوضع، أما T فهي طاقة الحركة وبرهن على أن $<T>=-1/2<V>$.

6.18 إذا كانت مركبة z للعزم المغنطيسي للبرم تكتب بدلالة بوهر ماقنتون على الصورة $\mu_B=e\frac{\hbar}{2m}$. وضح أن القيمة العددية لهذا الثابت هي $9.27x10^{-24}\,J/T$، أو $5.79x10^{-5}\,eV/T$.

6.19 قدر الطاقة المغنطيسية E للإلكترون موجود في الحالة 2p (علما أن الطاقة المغنطيسية $E=\mu_B.B$، حيث شدة المجال المغنطيسي:

$$B=\mu_0\frac{I}{2r}=\mu_0\frac{fe}{2r}$$

$$f=\frac{v}{2\pi r}$$

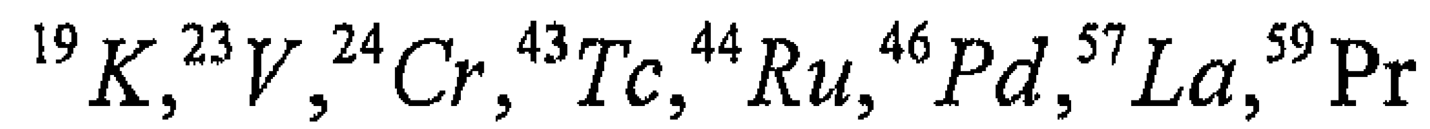
حيث I هو التيار، f التردد، v سرعة الإلكترون في مداره.

6.20 دخل شعاع من الإلكترونات في مجال مغنطيسي منتظم قيمته 1.2T. احسب الفرق في الطاقة بين الإلكترونات التي تبرم في اتجاه المجال وتلك التي تبرم عكس اتجاه المجال.

6.21 اذكر الفرق في التركيبة الإلكترونية لكل من العناصر القلوية، الهلوجين، والغازات الخاملة.

6.22 إذا كانت طاقة التأين لكل من العناصر التالية Li،Na،K،Rb،Cs هي على التوالي 5.4، 5.1، 4.3، 4.2، 3.9eV. علل السبب في نقص طاقة التأين بزيادة العدد الذري.

6.23 اكتب التشكيل الإلكتروني في الحالة الدنيا لكل من :



$^{19}K, ^{23}V, ^{24}Cr, ^{43}Tc, ^{44}Ru, ^{46}Pd, ^{57}La, ^{59}\mathrm{Pr}$

6.24 ما هي الشحنة التأثيرية لنواة Z_{eff} التي تؤثر على الإلكترونات في المدار الخارجي لكل من الكالسيوم (Z=20)، والكبريت (Z=16) أيهم أسهل لفصل الإلكترون الخارجي.

6.25 في كل من الأزواج للذرات التالية، أيهم تتوقع تكون أكبر في الحجم ولماذا؟ (Li،F)، و (Li،N)، و(F،Cl)، و(Na،Si).

6.26 إذا أردت الحصول في المعمل على أشعة أكس بطول موجة 1A، فما هو أقل جهد يمكن أن تعجل به الإلكترونات؟

6.27 إذا كان K_α هو الخط المنبعث من أشعة أكس عندما ينتقل الإلكترون من المدار L (n=2) إلى المدار K (n=1). احسب تردد K_α إذا كان الهدف المستعمل في أنبوبة أشعة أكس من مادة النيكل (Z=28).

6.28 قدر جهد التعجيل اللازم في أنبوبة أشعة أكس لانبعاث الخط K_α علما أن الأنود المستعمل هو ^{26}Fe، كذلك قدر طول موجة الخط K_α .

$(E_k = +7.8x10^3 eV, E_L = +8.7x10^2 eV, \lambda = 1.6A)$.

6.29 استخدم الطريقة الموضحة في مثال **(6.7)** لحساب طول موجة أشعة أكس المنبعثة من هدف من الملبد يوم (Z=42) عند انتقال الإلكترون من المدار L (n=2) إلى المدار K (n=1).

6.30 ما هو العنصر الذي طول موجة K_α تساوي 0.179nm؟ العنصر الذي طول موجته 0.144nm؟

6.31 إذا كان الخط الأصفر المعروف من مصباح الصوديوم المستعمل لإنارة الطرقات ناتج عن انتقال $3s \rightarrow 3p$ في ^{11}Na. احسب طول موجة هذا الخط علما أن الفرق في الطاقة $E_{3p} - E_{3s} = 2.1eV$ ؟

6.32 ينبعث من الروبي ليزر نبضات 10ns وبطول موجة 694.3nm، وقدرة 1MW. ما هو عدد الفوتنات في النبضة الواحدة.

6.33 يمكن تخيل البخار عند درجة حرارة 100C كحالة تهيج للماء عند مائة درجة مئوية. نفرض أن ليزر تم تصميمه على أساس الانتقال من بخار إلى الماء، حيث الفقد في الطاقة يظهر على هيئة فوتنات. احسب تردد هذه الفوتنان؟ وموقعها في الطيف؟ (علما أن الحرارة الكامنة للتبخير هي 2260KJ/Kg، والوزن الجزئي للماء هو 18.02g/mole).

6.34 إذا كان طول موجة الانتقال بين مستويين في الذرة هو 5800A، وعند درجة حرارة الغرفة هناك 4×10^{20} ذرة موجودة في الحالة الدنيا **(a)** كم عدد الذرات التي تشغل الحالة العليا تحت هذه الظروف؟ (b) نفض ألان بدلا من ذلك فإن هناك 7×10^{20} ذرة تم ضخها إلى الحالة العليا، حيث يوجد 4×10^{20} ذرة في الحالة الدنيا. احسب الطاقة بالجول التي يمكن أن تتحرر خلال نبضة واحدة .

الباب السابع

الجزيئات والمواد الصلبة

Molecules and Solids

7.1	الروابط الجزيئية	Molecular Bonds
	الرابطة الأيونية	Ionic Bond
	الرابطة الهيدروجينية	The Hydrogen Bond
	الرابطة المعدنية	The Metallic Bond
	رابطة فاندروال	Van der Waals Bond
7.2	الطاقة وأطياف الجزيئات	The Energy and Spectra of Molecules
	الحركة الدورانية للجزيء	Rotation Motion of a Molecule
	الحركة الاهتزازية للجزيئات	Vibration Motion of Molecules
7.3	الروابط في المواد الصلبة	Bonding in Solids
	المواد الصلبة البلورية وغير البلورية	Crystalline and Amorphous Solids
	المواد الصلبة الأيونية	Ionic Solids
	البلورات التساهميه	Covalent Crystals
7.4	نظرية الإلكترونات الحرة في المعادن	Free-Electron Theory of Metals
7.5	نظرية الحزم للمواد الصلبة	Band Theory of Solids
	الخواص البصرية للمواد الصلبة	Optical Properties of Solids
7.6	الشوائب في أشباه الموصلات	Impurity in semiconductors
7.7	طاقة الترابط لشوائب	Binding Energy of Impurity
7.8	أجهزة أشباه الموصلات	Semiconductor Devices
	وصلة (م-س)	The p-n Junction
	وصلة الترانزستور	The Junction Transistor
	الدوائر المتكاملة	Integrated Circuits(I.C.)

مقدمة

من المعروف أنه من النادر أن نجد على سطح الأرض أو في الجزء السفلي من الغلاف الجوي ذرات منفردة (ماعدا في حالة الغازات الخاملة)، كل الذرات الأخرى تتواجد متحدة في مجموعات صغيرة تعرف بالجزيئات، أو في مجموعات كبيرة كما هو الحال في السوائل أو المواد الصلبة. حيث تتكون الجزيئات في السوائل والمواد الصلبة إما من ذرات من نفس الصنف أو ذرات من عناصر مختلفة. والسؤال الذي يطرح نفسه في هذا المقام هو ما الذي يمسك هذه الذرات مع بعض؟ يعتبر هذا السؤال ذا أهمية بالغة بالنسبة للكيميائيين وأيضا لا يقل أهمية بالنسبة للفيزيائيين حيث يعتبر نجاح نظريتهم الكمية ناقصا إذا لم تعط إجابة مقنعة لمثل هذا السؤال. وإن قدرة النظرية الذرية على تفسير الروابط الكيميائية بدون أي افتراضات خاصة شاهد آخر على قدرة هذه النظرية.

في هذا الباب سوف نتكلم عن الروابط المختلفة في الجزيئات، ثم بعد ذلك نتناول الإشعاع المنبعث أو الممتص بواسطة الجزيئات، ثم ننتقل إلى الخطوة المناسبة التالية وهي كيف ترتبط الجزيئات في المواد الصلبة، وعن طريق فحص التركيب الإلكتروني نستطيع تفسير الفرق بين العوازل، والمعادن، وأشباه الموصلات، وأخيرا نختم هذا الباب بالتحدث عن عمل بعض تطبيقات أشباه الموصلات.

7.1 الروابط الجزيئية Molecular Bonds

إن المسئول عن اتحاد ذرتين لتكوين جزيء هي محصلة قوة التجاذب الكهربية بين

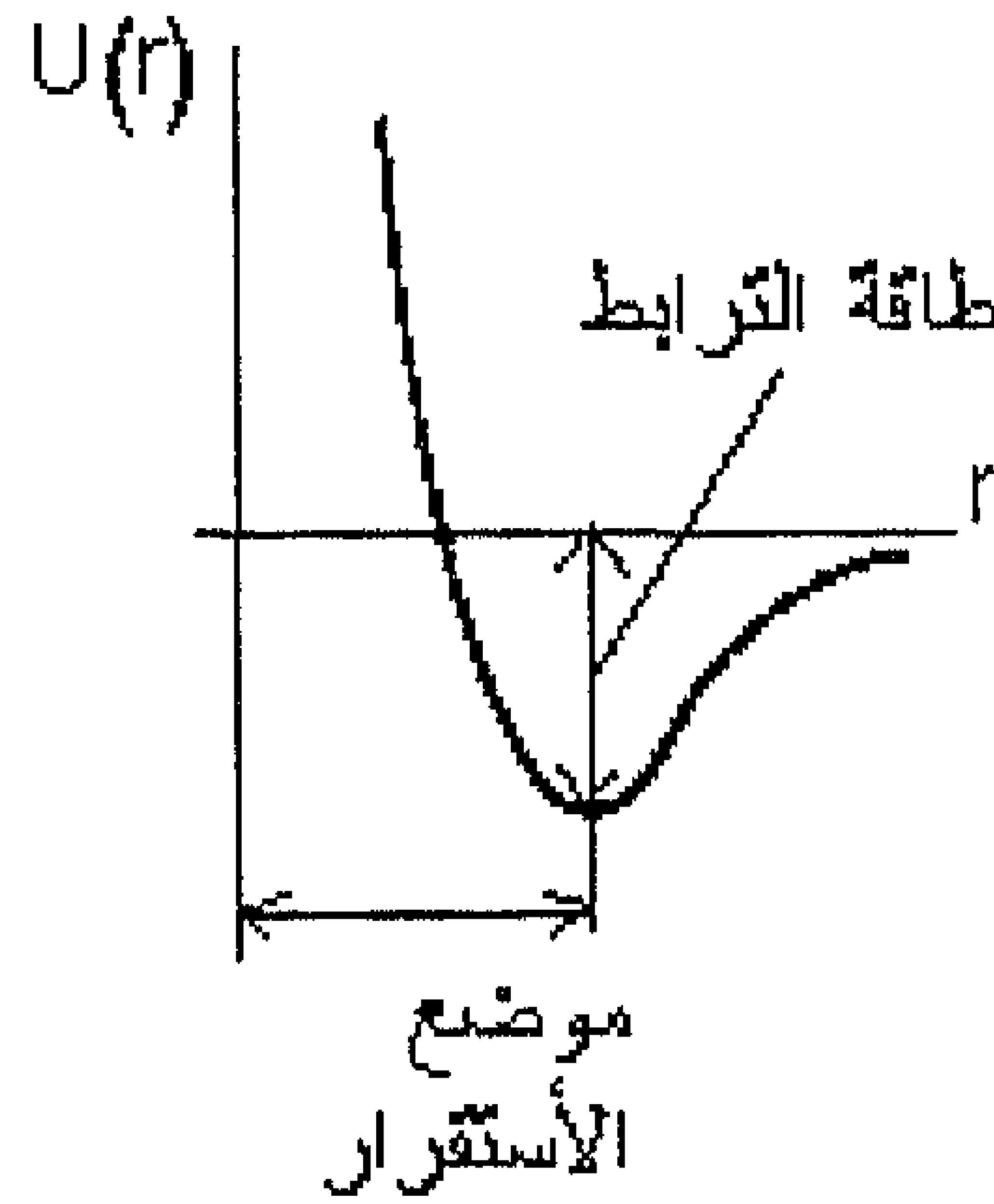
الذرتين، وذلك عندما تكون المسافة البينية التي تفصلهم أكبر من مسافة التعادل بينهم عندما يكونوا في حالة جزيئي. بالإضافة إلى ذلك فإن الطاقة الكلية للجزيء المستقر أقل من تلك عندما تكون الذرتان مفصولتين.

كما أشرنا سابقا إن القوة الكهربية هي المسئول الأساسي عن آليات الربط بين الذرات في الجزيئات، فعندما تكون المسافة بين الذرات لانهائية، فإن القوة بينهم تساوي صفرًا، وأيضا طاقة الوضع الكهروستاتيكية لنظام تساوي صفرًا. وعندما تقل المسافة بين الذرات فإن كلا من قوة التجاذب وقوة التنافر يظهر مفعولها. فنجد أثناء المسافات الكبيرة إن القوة السائدة تكون تجاذبيه بطبيعتها، بينما أثناء المسافات القريبة فإن قوة التنافر بين الشحنات المتشابهة تبدأ في السيادة. أما طاقة الوضع لنظام فإنها يمكن أن تكون سالبة أو موجبة فذلك يعتمد على المسافة الفاصلة بين الذرات.

يمكن أن نصف بالتقريب طاقة الوضع الكلية للنظام على الصورة التالية:

$$U = -\frac{A}{r^{n}} + \frac{B}{r^{m}} \quad \text{...} \quad (7.1)$$

حيث r هي المسافة البينية بين الأنوية، وA،B ثوابت لها علاقة بقوى التجاذب والتنافر، m، n أعداد صحيحة صغيرة. يمثل شكل (7.1) رسم تخطيطي لطاقة الوضع الكلية مع المسافة البينية بين الأنوية. نلاحظ من هذا الشكل إن طاقة الوضع تكون سالبة عندما تكون المسافة البينية كبيرة، وتكون طاقة الوضع أقل ما يمكن عند نقطة تعادل القوتين.



شكل (7.1)

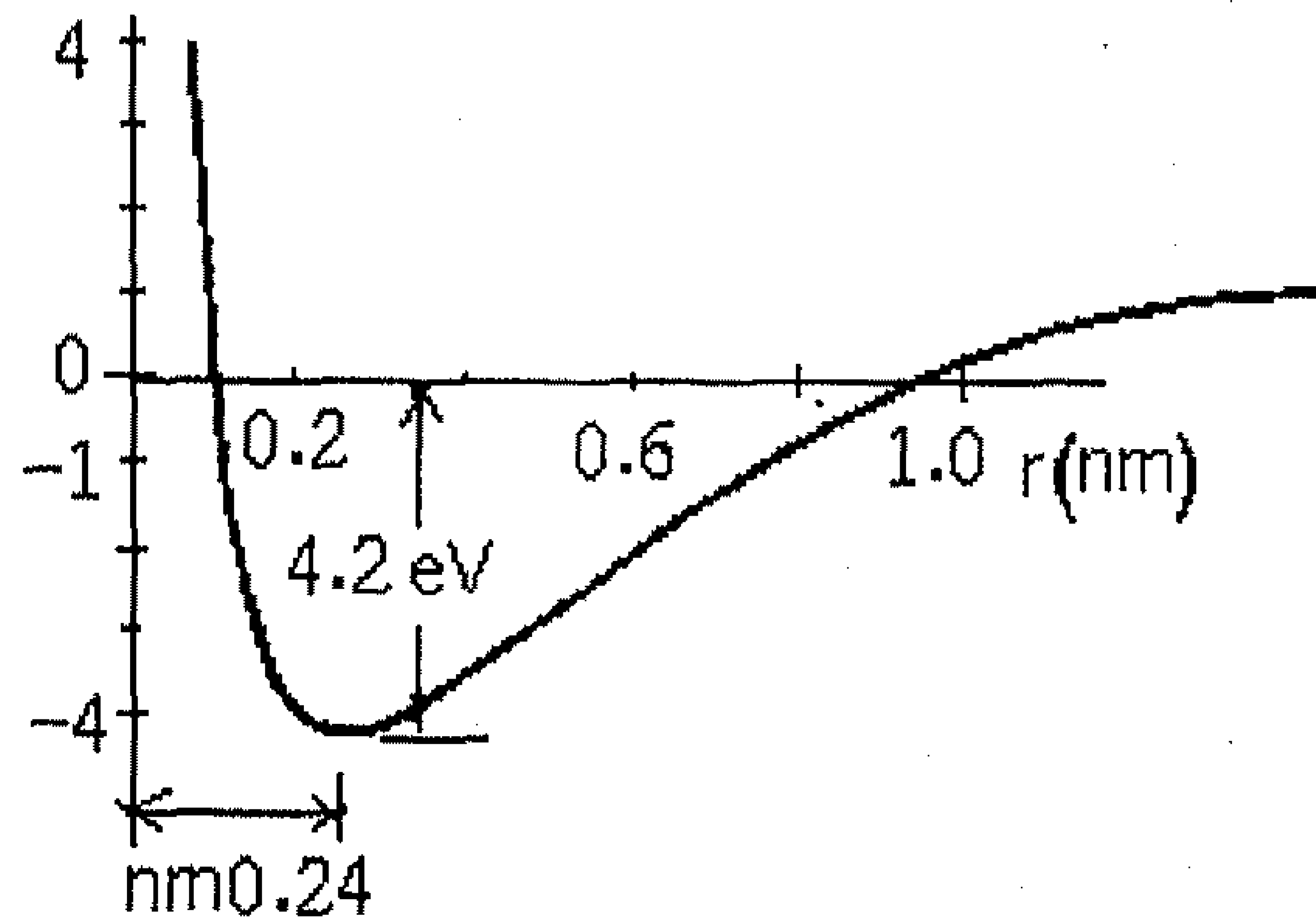
رسم تخطيطي لطاقة الوضع الكلية مع المسافة البينية بين الأنوية

يعتبر الوصف التام والدقيق لآلية الربط بين الجزيئات مسألة عالية التعقيد، وذلك لأن هذه العملية تشمل تفاعل العديد من الجسيمات (many body problem). ولذلك في هذا الجزء سوف نتناول بعض النماذج البسيطة بحيث تكون على الترتيب التالي، الرابطة الأيونية، والرابطة التساهميه، والرابطة الهيدروجينية، والرابطة المعدنية، وأخيرا رابطة فاندروال.

- **الرابطة الأيونية Ionic Bond**

إن المسئول الرئيسي على الرابطة الأيونية هو قوة التجاذب بين الأيونات مختلفة الشحنة. كأحد الأمثلة المعروفة على هذه الرابطة هو كلوريد الصوديوم NaCl أو ما يعرف بملح الطعام، حيث التشكيل الإلكتروني لعنصر الصوديوم هو $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ والذي يعتبر سهل التأين بفقدان إلكترون التكافؤ 3s ليصبح أيون Na^+. وإن طاقة التأين اللازمة لتكوين أيون Na^+ تساوي 5.1eV. أما التشكيل الإلكتروني للكلور فهو $1s^2 2s^2 2p^5$ أي أنه يحتاج إلى إلكترون واحد لكي يصبح له نفس تركيبة

الأرجون ذي الغلاف الممتلئ، والذي يكون أكثر أفضلية من ناحية الطاقة، وإن أيون Cl^- أكثر استقرارا من ذرة الكلور نفسها. وتعرف الطاقة التي يتم تحريرها عندما تكتسب الذرة إلكترونًا بالألفة الإلكترونية electron affinity. وتساوي 3.6eV في حالة الكلور. وبذلك فإن الطاقة اللازمة تزويدها إلى الذرات NaCl المتعادلة لكي تصبح أيونات Cl^-, Na^+ تساوي 5.1-3.6=1.5eV عن طريق تبرع ذرة الصوديوم بإلكترون إلى ذرة الكلور. شكل (7.2) يوضح ذلك بحيث المسافة الفاصلة بين الذرات تساوي لانهاية.



شكل (7.2)

يوضح العلاقة بين الطاقة الكلية والمسافة البينية بين أنوية NaCl

نلاحظ من شكل (7.2) أن قيمة الطاقة الكلية تكون أقل ما يمكن وهي 4.2eV- وذلك عند مسافة التعادل البينية 0.24nm، حيث تعرف الطاقة اللازمة لفصل جزيء NaCl إلى ذرات صوديوم وذرات كلور متعادلة بطاقة الفصل dissociation energy وتساوي 4.2eV. أما عندما تكون الأيونات بعيدة عن بعض فإن دالة الموجة للإلكترونات المركزية لأحد الأيونات لا تتداخل مع الأيون الأخر وبذلك نستطيع

أن نميز بين الإلكترونات التابعة لأي أيون. ولكن عند اقتراب الأيونات من بعض فإن دوال الموجة للإلكترونات المركزية سوف تتداخل مما يؤدي إلى انتقال بعض الأيونات إلى مستويات كمية ذات طاقة أعلى،وذلك تبعا لمبدأ الاستبعاد لبولي. هذه العمليات لا تتم فجائيا ولكن حالات الطاقة للإلكترونات تتغير تدريجيا عند اقتراب الأيونات من بعض.

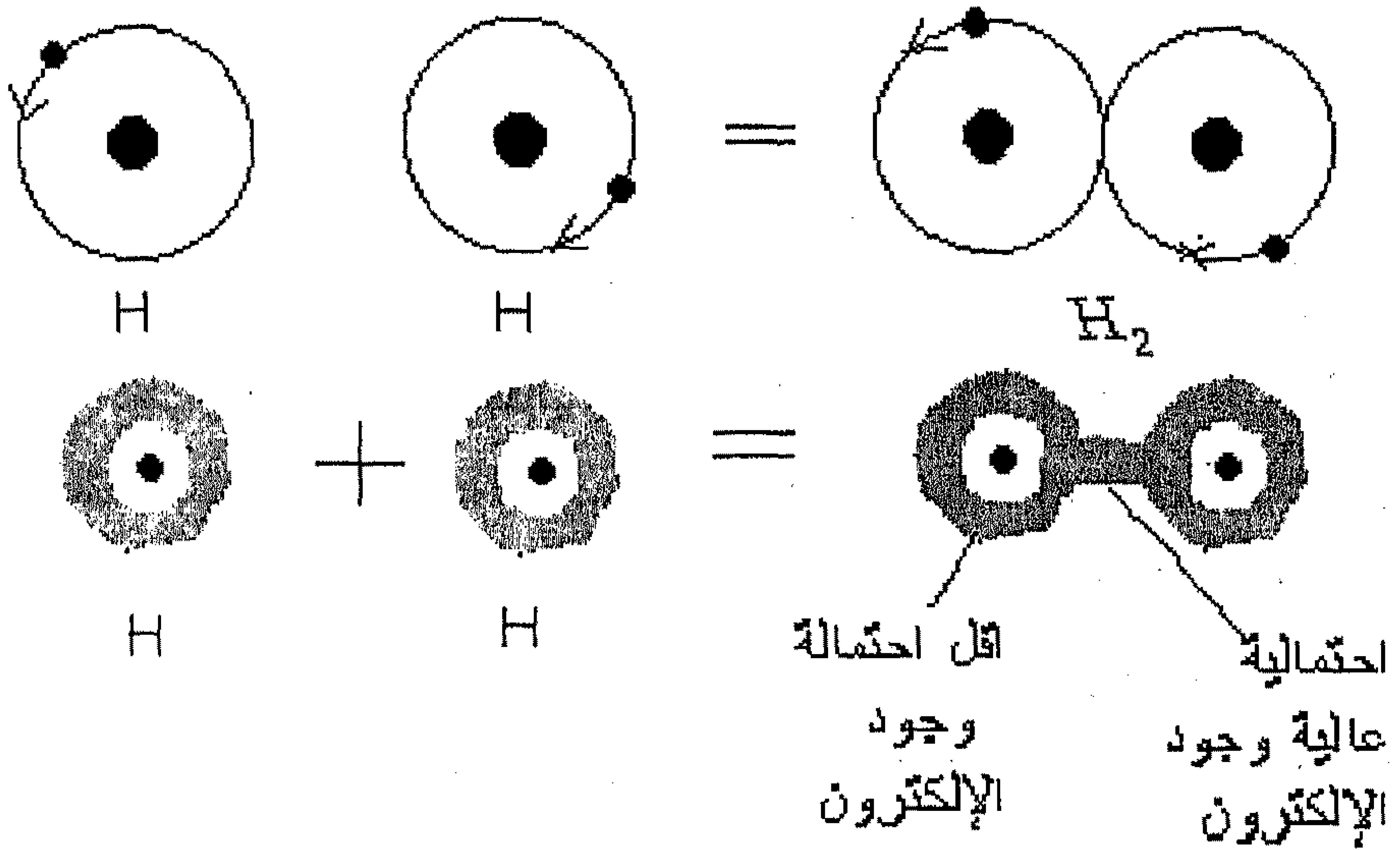
- **الرابطة التساهمية Covalent Bond**

إذا ما حسبنا الطاقة اللازمة لتكوين كل من أيون H^+ و H^- وذلك عن طريق انتقال إلكترون من إحدى الذرات إلى أخرى كما هو الحال في الرابطة الأيونية، ثم أضفنا إلى ذلك الطاقة الكهروستاتيكية، فإننا نكتشف أنه لا توجد مسافة بينية تكون فيها الطاقة أقل ما يمكن. وبذلك نستنتج أن الرابطة بين H^+ و H^- ليست أيونية. ولكن بدلا من ذلك فإن التجاذب بين ذرات الهيدروجين هو عبارة عن تأثير كمي، وإن النقص في الطاقة عند اقتراب ذرتي الهيدروجين من بعض الناتج عن مساهمة الإلكترونين من كلتا الذرتين والذي له علاقة بالخواص التناظرية لدوال الموجة symmetry properties .

يعرف هذا النوع من الروابط بالرابطة التساهميه بين ذرتين، والتي يمكن أن نتصورها على أنها مساهمة الإلكترونات من قبل ذرة أو كلتا الذرتين لتكوين الجزيء. وإن العديد من الجزيئات الثنائية مثل H_2, F_2, Co يعزى استقرارها إلى الرابطة التساهمية. فمثلا في حالة جزيء الهيدروجين فإنه تتساوى مشاركة الإلكترونين بين النواتين ويكونان معا ما يعرف بالمدار الجزيئي. وإن تواجد الإلكترونين في الأغلب يكون بين النواتين، أي أن الكثافة الإلكترونية تكون أكبر ما يمكن في هذه المنطقة كما هو موضح في شكل (7.3).

نتيجة لمبدأ الاستبعاد فإن اتجاه البرم للإلكترونين الموجودين في الحالة الدنيا

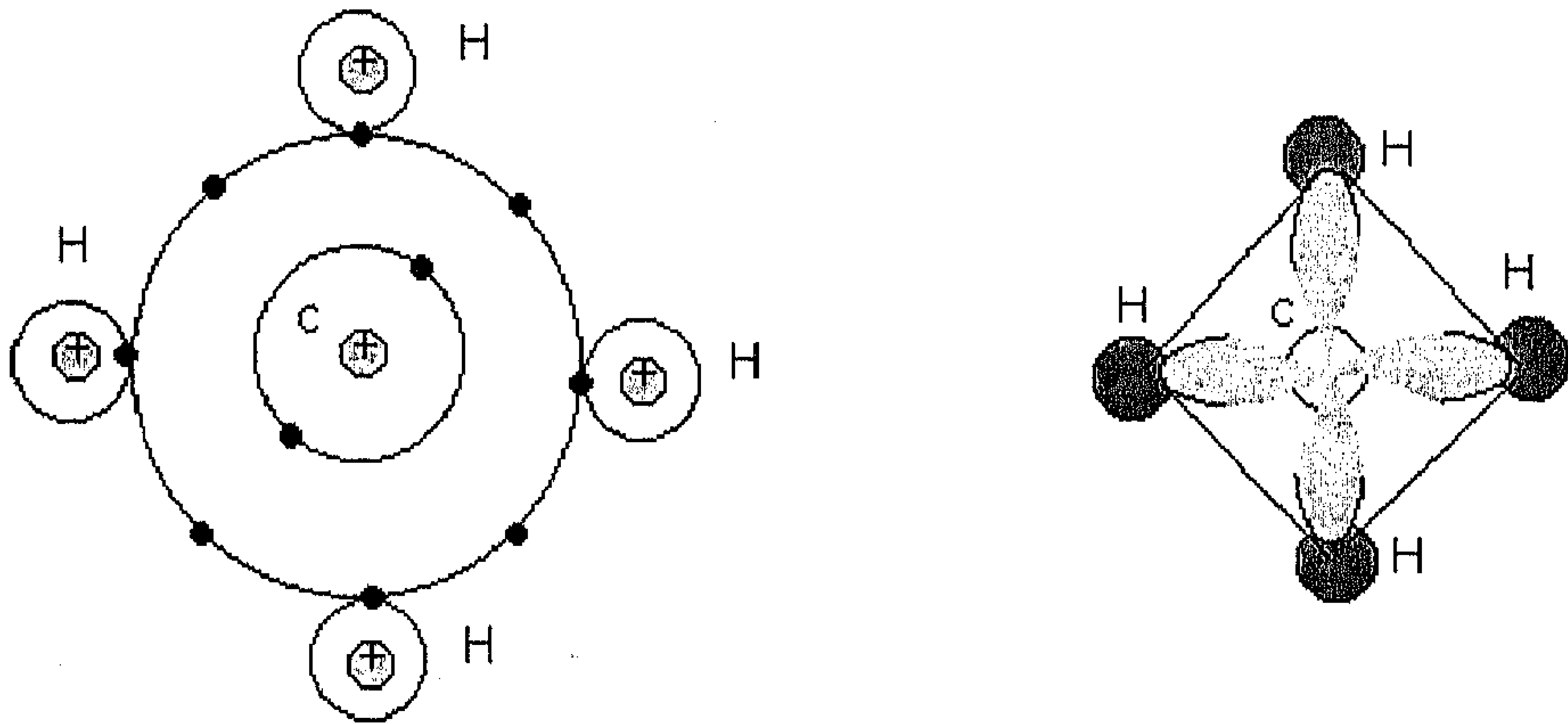
لجزيء H_2 يكون في اتجاهين متضادين. وإذا ما أحضرنا ذرة هيدروجين أخرى H قريبا من جزيء H_2، فإن الإلكترون الثالث حسب مبدأ الاستبعاد يجب أن يشغل مستوى طاقة أعلى، وهذه الحالة غير مرغوب فيها لأنها غير مستقرة، ولهذا فإنه لا يتكون جزيء H_3.



شكل (7.3)

الكثافة الإلكترونية لجزيء الهيدروجين H_2

هناك جزيئات أخرى معقدة مثل CH_4, CO_2, H_2O والتي تتكون أيضا عن طريق الرابطة التساهمية. فمثلا الجزيء العضوي مثل الميتين CH_4 الموضح في شكل **(7.4)**، فإننا نجد في هذه الحالة هناك أربع روابط تساهميه بين ذرات الكربون وكل من ذرات الهيدروجين، حيث تقع أنويه ذرات الهيدروجين الأربع في أركان الشكل الرباعي المنتظم tetrahedron بينما ذرة الكربون تكون في مركز الشكل.

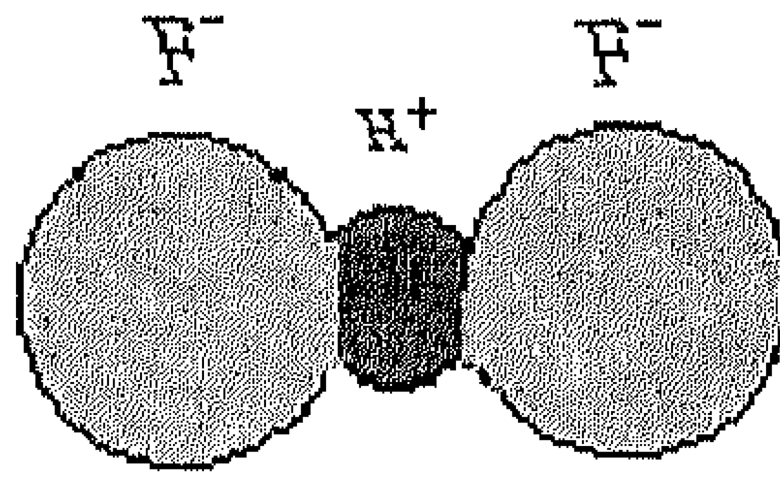


شكل (7.4)

يوضح الجزيء العضوي CH_4 ، وتوزيع الإلكترونات

• **الرابطة الهيدروجينية The Hydrogen Bond**

رابطة أخرى ذات أهمية كبيرة تعرف بالرابطة الهيدروجينية، وهي المصدر الرئيسي في عملية ربط مجموعة من الجزيئات مع بعض، حيث تلعب دور حلقة الوصل التي تساعد الجزيئات البيولوجية الضخمة والبلمر لتحتفظ بشكلها المعتاد، من الأمثلة البسيطة على هذا النوع من الروابط ما يعرف بالحمض النووي DNA، كذلك ثاني فلوريد الهيدروجين $(HF_2)^-$ ، حيث تتم عملية الربط بين أيونين من الفلور مع بروتون ذرة الهيدروجين الواقع بينهم كما هو موضح في شكل (7.5). تعتبر هذه الرابطة ضعيفة نسبيا من ناحية كيميائية، حيث طاقة الترابط تساوي 0.1eV فقط. مع أن الرابطة الهيدروجينية تعتبر ضعيفة كما أشرنا، ولكنها هي المسئولة عن حلقة الوصل بين الجزيئات البيولوجية العملاقة.

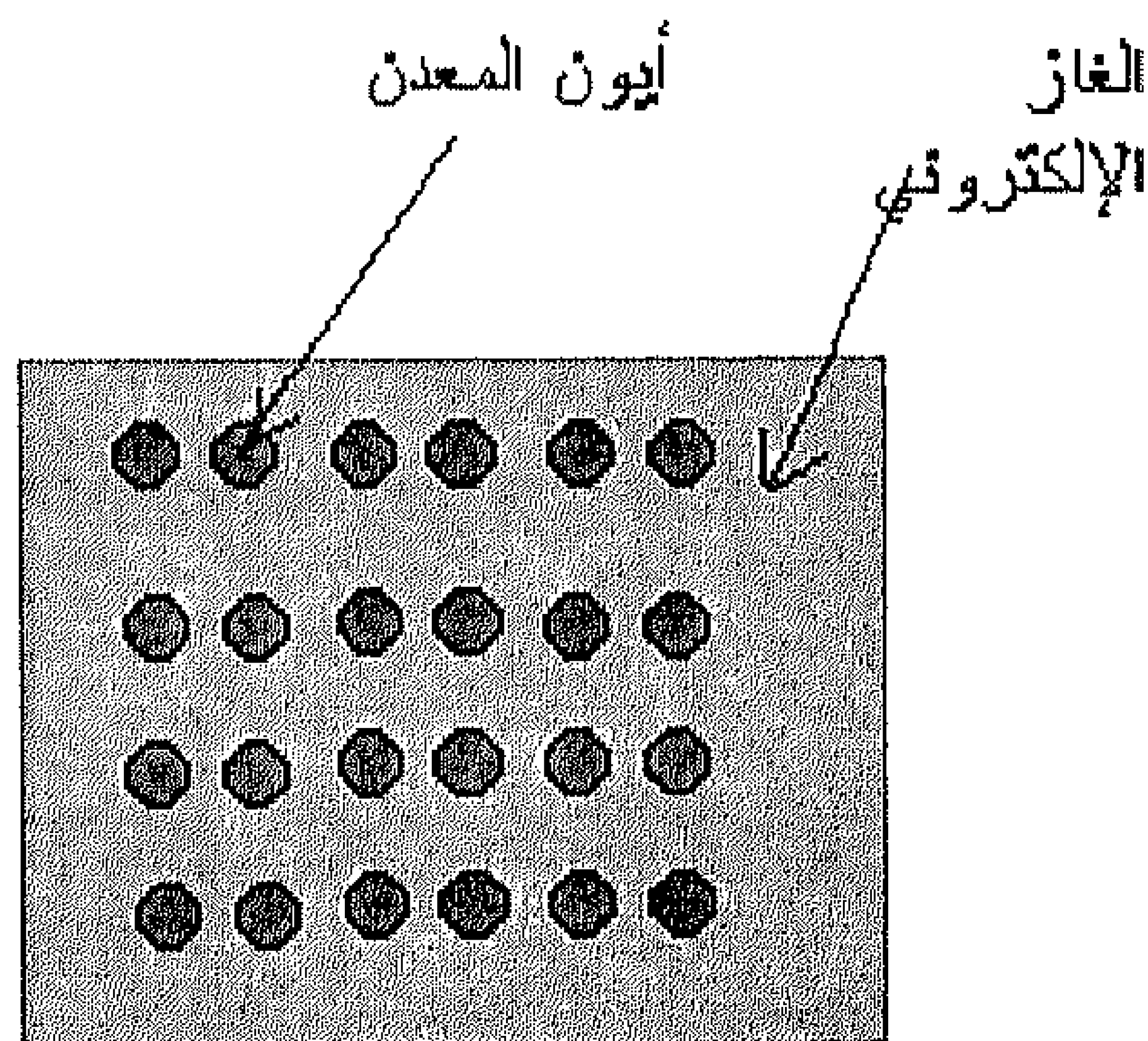


شكل (7.5)

الروابط الهيدروجينية في (HF_2)

• الرابطة المعدنية The Metallic Bond

إن الروابط المعدنية تكون في العموم أضعف من الروابط الأيونية وكذلك الروابط التساهميه. ويمكن فهمها على أساس أن إلكترونات التكافؤ في المعدن تكون حرة نسبيا بحيث تتحرك بحرية خلال المعدن، حيث يوجد عدد كبير من هذه الإلكترونات الحرة والتي تصل في العادة إلى إلكترون أو اثنين لكل ذرة. يمكن أن نتخيل التركيب المعدني على أنه "بحر" أو "غاز" من الإلكترونات شبه حرة والتي تحيط بشبيكة من الشحنات الموجبة شكل (7.6). أما آلية الربط في المعدن فهي ناتجة عن قوة التجاذب بين الأيونات الموجبة والغاز الإلكتروني.



شكل (7.6)

يوضح الرابطة المعدنية

• **رابطة فاندروال Van der Waals Bond**

لقد أشرنا سابقا أنه عند وجود جزيئين متباعدين فإن عملية التجاذب بينهم تتم عن طريق القوة الكهروستاتيكية، وبالمثل فإن الذرات التي لم تكون روابط أيونية أو تساهمية فإنها أيضا تتجاذب عن طريق القوة الكهروستاتيكية، ولذلك عند درجات حرارة منخفضة، حيث يهمل التهيج الناتج عن الحرارة، فإن المواد تتكثف على شكل سوائل ومن بعد إلى مواد صلبة (باستثناء الهليوم الذي لا يتصلب عند الضغط الجوي). وتعرف قوة التجاذب الكهروستاتيكي بقوة فاندروال.

يوجد في الحقيقة ثلاثة أنواع من قوى فاندروال والتي سوف نتناولها باختصار. النوع الأول يطلق عليه **ثنائي - ثنائي القوة dipole-dipole force** وهو التفاعل بين جزيئين كل منهما لديه عزم ثنائي الأقطاب الدائم. كما هو الحال في جزيء H_2O, HCl التي لديها ثنائي قطب دائم وتجذب إليها أقطاب الجزيئات الأخرى، حيث وجد أن قوة التجاذب تتناسب مع $\frac{1}{r^7}$.

النوع الثاني يعرف **بثنائي قوة الحث dipole-induced force**، والذي خلاله يكون الجزيء القطبي لديه ثنائي قطب دائم يحث ثنائي القطب في الجزيئات غير قطبية. وإن قوة التجاذب بين الجزيء القطبي وغير قطبي أيضا تتناسب مع $\frac{1}{r^7}$.

النوع الثالث من قوي فاندروال تعرف **بقوة التفريق dispersion force**. تعتبر قوة التفريق هذه من النوع التجاذبي الذي يحدث بين جزيئين غير قطبيين بالقرب من بعض والذي ينتج عنه قوة تجاذب.

7.2 الطاقة وأطياف الجزيئات The Energy and Spectra of Molecules

كما هو الحال عند الذرات فإنه يمكن دراسة تركيب وخواص الجزيئات عن طريق

فحص الإشعاع المنبعث أو الممتص منها. قبل الخوض في هذا الموضوع، فإنه من المهم أولا التعرف على الطاقات المختلفة التي يمكن أن يكتسبها الجزيء.

نفرض أن لدينا جزيئًا موجودًا في الحالة الغازية، يمكن أن نجزئ طاقة الجزيء إلى أربعة أنواع (1) الطاقة الإلكترونية (E_{el}) والناتجة عن التفاعل بين إلكترونات الجزيئات والأنوية (2) الطاقة الإلكترونية الناتجة عن حركة مركز الثقل للجزيء في الفضاء E_{tra} (3) الطاقة الدورانية E_{rot} الناتجة عن دوران الجزيء حول مركز ثقله (4) الطاقة الاهتزازية E_{vib}، الناتجة عن اهتزاز الذرات المكونة للجزيء. وبذلك يمكن كتابة الطاقة الكلية للجزيء كالآتي:

$$E = E_{el} + E_{tra} + E_{rot} + E_{vib}$$

إن الطاقة الإلكترونية للجزيء معقدة جدا لأنها تشمل تفاعل العديد من الجسيمات المشحونة. ولقد تم تطوير العديد من التقنيات للحصول على حل تقريبي لهذا النظام المعقد، فعند دراستنا لنظرية الحركة للغازات في الباب الأو، وجدنا أن متوسط طاقة الحركة الانتقالية للجزيء لكل درجة حرية (x،y،z) تساوي $\frac{1}{2}kT$ حيث k هو ثابت بولتزمن، وبذلك فإن متوسط طاقة الحركة الكلية للجزيء تساوي $\frac{3}{2}kT$. إن الحقيقة التي نود أن نؤكد عليها في هذا المقام هي أن كل درجة من درجات الحرية للجزيء تساهم بطاقة قدرها $\frac{1}{2}kT$ للجزيء. ولكن بما أنه لا توجد علاقة بين تكمية الطاقة الانتقالية والتركيب الداخلي فإن هذا النمط من الطاقة (أي طاقة الحركة) ليس له أهمية في تفسير الطيف المنبعث من الجزيء.

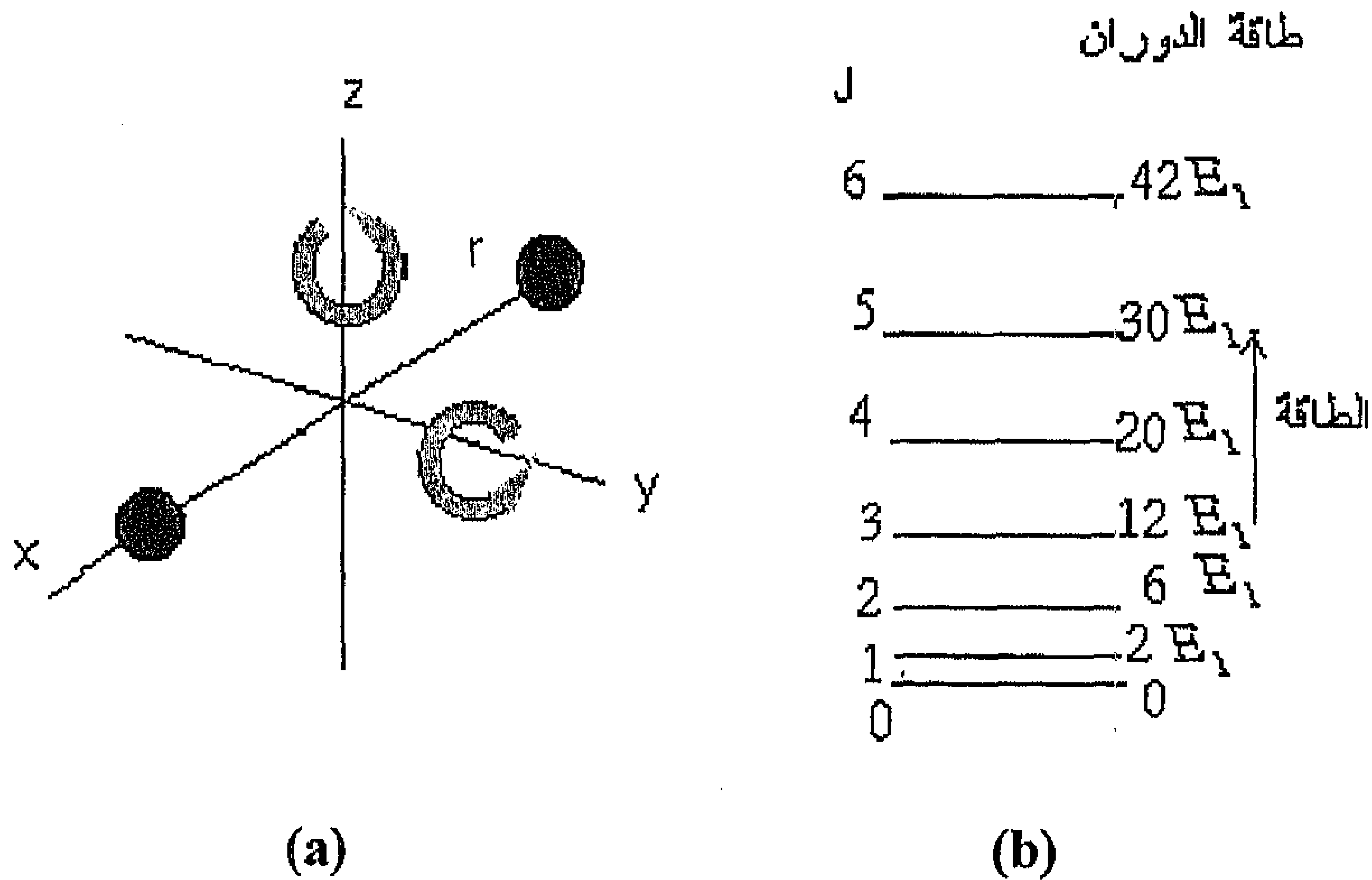
- **الحركة الدورانية للجزيء Rotation Motion of a Molecule**

نحاول الآن اشتقاق الطاقة الدورانية لجزيء ثنائي الذرة الذي يدور حول مركز ثقله شكل (7.7a)، حيث نفس الفكرة يمكن تطبيقها على جزيئات متعددة الذرات.

كما هو واضح من الشكل أن جزيء ثنائي الذرة له درجتا حرية دورانية والمتمثلة في دورانه حول المحور y وكذلك المحور z، أي المحاور العمودية على محور الجزيء (x). نفرض أن ω هي التردد الزاوي لدوران حول هذه المحاور، وبذلك فإن طاقة الحركة الدورانية للجزيء تكتب على الصورة التالية :

$$E_{rot} = \frac{1}{2} I\omega^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7.2)$$

حيث I هو عزم القصور الذاتي للجزيء ويساوي :



شكل (7.7)

(a) يوضح محاور دوران ثنائي الذرة

(b) يوضح الطاقات الدورانية المسموح بها في حالة ثنائي الذرة

$$I = \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\right) r^2 = \mu r^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7.3)$$

حيث μ هي الكتلة المختزلة reduced mass، و r هي المسافة الفاصلة بين الذرات. يمكن كتابة مقدار العزم الزاوي للجزيء على الصورة التالية Iω ، من ناحية كلاسيكية

يمكن أن يأخذ أي قيمة. أما ميكانيكا الموجة فإنها تحدد قيم العزم الزاوي على أنها مضاعفات للقيمة $\hbar$. أي أن القيم المسموح بها للعزم الزاوي الدوراني هي:

$$I\omega = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad J = 0,1,2,3,..... \qquad (7.4)$$

حيث J هو عدد صحيح ويعرف بالعدد الكمي الدوراني. وبتعويض معادلة (7.4) في معادلة (7.2) نتحصل على معادلة القيم المسموح بها لطاقة الحركة الدورانية :

$$E_{rot} = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{1}{2I}(I\omega)^2 = \frac{(\sqrt{J(J+1)}\hbar)^2}{2I}$$

أو

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2I}J(J+1) J = 0,1,2,3,.... \qquad (7.5)$$

نلاحظ أن طاقة دوران الجزيء مكماة، وتعتمد على عزم القصور الذاتي للجزيء I. شكل (7.7b) يوضح الطاقات المسموح بها لجزيء ثنائي الذرة. في الحقيقة نستطيع تطبيق هذه النتائج على جزيئات متعددة الذرات على أن نأخذ في الاعتبار القيمة المناسبة لعزم القصور I. وإن المسافة الفاصلة بين مستويات الطاقة الدورانية المتجاورة للجزيء فإنها تقع في منطقة الموجات الدقيقةmicrowave بتردد ($f \approx 10^{11} Hz$). أما الانتقالات المسموح بها فإنها تخضع لقاعدة الاختيار $\Delta J = \pm 1$. باستخدام معادلة (7.5) نلاحظ أن الانتقالات المسموح بها تعطى بالآتي :

$$\Delta E = E_J - E_{J-1} = \frac{\hbar^2}{2I}[J(J+1)-(J-1)J] = \frac{\hbar^2}{I}J \ .... \qquad (7.6)$$

نلاحظ أن الانتقال المسموح به من J=0 إلى J=1 سوف ينتج عنه تردد $f_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 I}$، وبالمثل فإن التردد الناتج عن الانتقال J=1 إلى J=2 هو $2f_1$ وهكذا. هذه التوقعات تتفق اتفاقا جيد مع الترددات التي تم مشاهدتها، جدول (7.1) كمثال توضيحي في حالة أول أكسيد الكربون CO

جدول (7.1): خطوط امتصاص الموجات الدقيقة الناتجة عن عدة انتقالات دورانية بالنسبة لجزيء CO

الانتقال الدوراني	طول موجة الخط الممتص (m)	تردد الخط الممتص (Hz)
$J=0 \rightarrow J=1$	$2.60x10^{-3}$	$1.15x10^{11}$
$J=1 \rightarrow J=2$	$1.30x10^{-3}$	$2.30x10^{11}$
$J=2 \rightarrow J=3$	$8.77x10^{-4}$	$3.46x10^{11}$
$J=3 \rightarrow J=4$	$6.50x10^{-4}$	$4.61x10^{11}$

من هذه النتائج يمكن حساب عزم القصور I وكذلك طول الرابطة r لهذا الجزيء.

مثال (7.1):

إذا كان الانتقال الدوراني لجزيء CO من J=0 إلى J=1 يحدث عند تردد $1.15x10^{11}$

(a) استخدم هذه المعلومات لحساب عزم القصور الذاتي للجزيء.

(b) احسب طول الرابطة لهذا الجزيء.

الحل :

(a) من معادلة (7.6) نلاحظ أن الفرق في الطاقة بين مستويات J=0 إلى J=1 هي

$$h f_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 I}$$

وبحل هذه المعادلة لإيجاد I نحصل على:

$$I = \frac{h}{4\pi^2 f} = \frac{6.626x10^{-34} J.s}{4\pi^2 (1.15x10^{11} s^{-1})}$$

$$= 1.46x10^{-46} Kg.m^2$$

(b) يمكن استخدام معادلة (7.3) لحساب طول الرابطة، ولكن يجب أولا حساب الكتلة المختزلة μ بالنسبة للأول أكسيد الكربون CO، علما بأن $m_2 = 16u, m_1 = 12u$

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{(12u)(16u)}{12u + 16u} = 6.86u$$

$$= (6.86u)(1.66x10^{-27} Kg/u) = 1.14x10^{-26} Kg$$

حيث تم استخدام الحقيقة بأن:

$$1u = 1.66x10^{-27} Kg$$

بالتعويض في معادلة (7.3) عن قيم كل من I، و μ، يمكن حساب طول الرابطة:

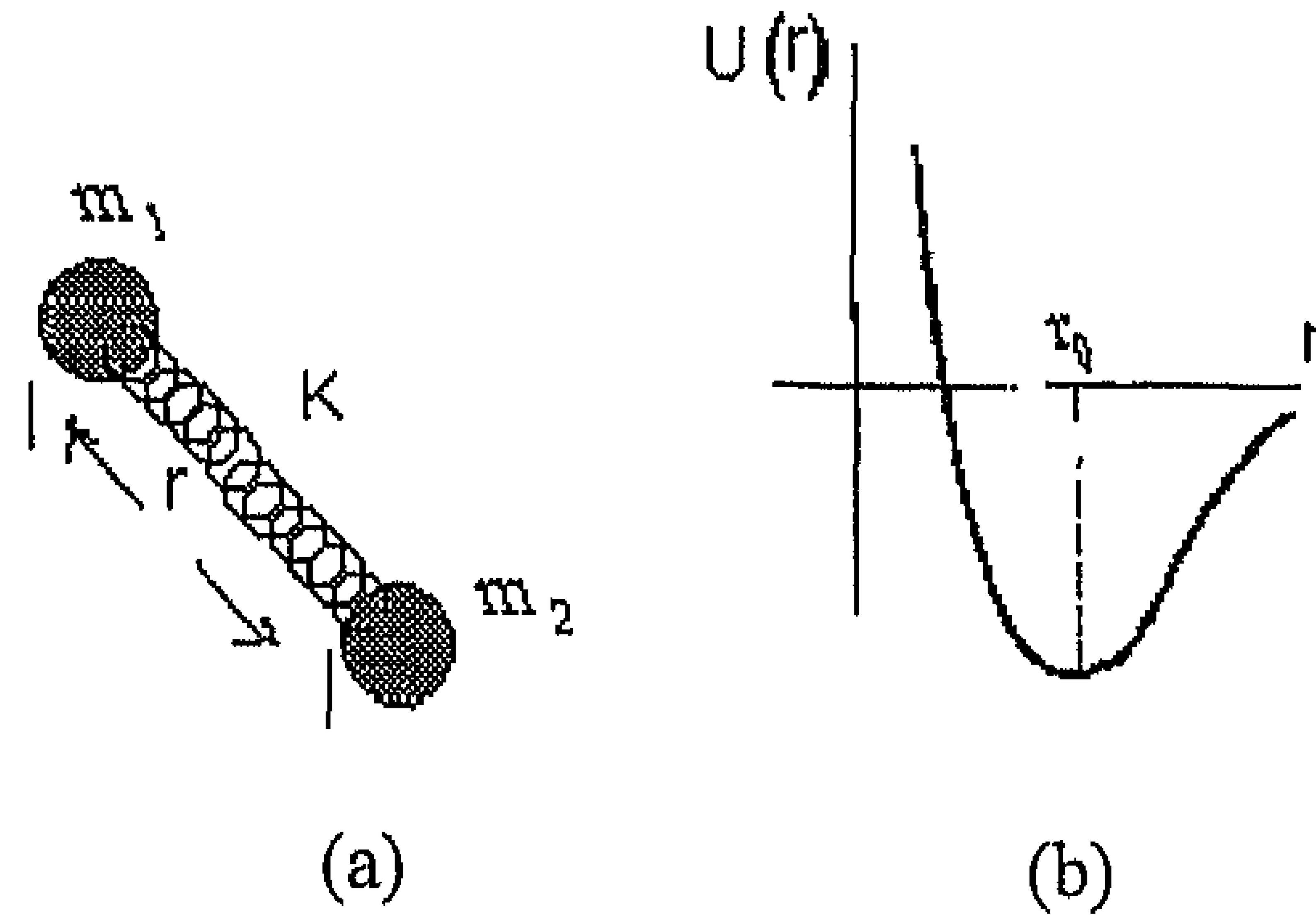
$$r = \sqrt{\frac{I}{\mu}} = \sqrt{\frac{(1.46x10^{-46} Kg.m^2)}{(1.14x10^{-26} Kg)}}$$

$$1.13x10^{-10} m = 1.13A = 0.113nm$$

يوضح هذا المثال الطريقة المباشرة لحساب الأبعاد الجزيئية وبعض خواص الجزيء من خلال القياسات الطيفية.

• الحركة الاهتزازية للجزيئات Vibration Motion of Molecules

كما أشرنا سابقا بأن أحد أنماط التهيج للجزيء هو حركته الاهتزازية. يمكن لنا أن نتخيل بأن تركيبة الجزيء تكون مرنة، حيث ذراته متصلة بزنبرك كما هو موضح في شكل (a7.8). وبذلك فإن الحركة الاهتزازية ومن تم الطاقة الاهتزازية سوف تتغير عند تعرض الجزيء لإشعاع ذي تردد معين.



شكل (7.8)

(a) يوضح نموذج لجزيء ثنائي الذرة، الذي تكون فيه ذراته مرتبطة بزنبرك مرن.
(b) يوضح الطاقات الاهتزازية المسموح بها لجزيء ثنائي الذرة.

لحساب الطاقة الاهتزازية، فإننا نفرض جزيئا ثنائي الذرة الموضح في شكل (7.8a)، حيث k هو ثابت الزنبرك. فحسب النظرية الكلاسيكية فإن تردد الاهتزاز لهذا النظام هو:

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}} \qquad \text{(7.7)}$$

حيث μ الكتلة المختزلة reduced mass وتساوي:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \qquad \text{(7.8)}$$

لقد سبق حل هذه المسألة في الباب السابق باستخدام ميكانيكا الكم، حيث تحصلنا على الطاقات المسموح بها للهزاز وهي :

$$E_{vib} = (n+\frac{1}{2})hf \quad n = 0,1,2,3,.... \qquad (7.9)$$

تشير هذه المعادلة إلى أن أقل طاقة للهزاز مسموح بها هي عندما n=0، أي أن الطاقة في هذه الحالة تساوي $\frac{1}{2}hf$ والتي تعرف (بطاقة نقطة الصفر) zero point energy، والتي تكون متواجدة حتى عند عدم تهيج الجزيء. أما حالة التهيج الأولى والتي عندها n=1 فإن طاقتها تساوي $\frac{3}{2}hf$، وهكذا. بتعويض معادلة (7.7) في معادلة (7.9) نحصل على المعادلة التالية لطاقة الاهتزاز:

$$E_{vib} = (n+\frac{1}{2})\frac{h}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}} \qquad (7.10)$$

وإن الانتقالات الاهتزازية المسموح بها تكون محددة بقاعدة الاختيار $\Delta n = \pm 1$.
وباستخدام معادلة (7.10) نجد أن الفرق في الطاقة بين مستويين متقاربين يساوي :

$$\Delta E_{vib} = \frac{h}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}} = hf \qquad (7.11)$$

يوضح شكل (7.8b) مستويات طاقة الاهتزاز لجزيء ثنائي الذرة. فعند درجات حرارة عادية نجد معظم الجزيئات يكون لديها طاقة اهتزاز توافق الحالة n=0، وذلك لأن المسافة الفاصلة بين المستويات أكبر من kT. أما الانتقال بين هذه المستويات فإنه يقع في منطقة دون الحمراء للطيف. في جدول (7.2) نجري مقارنة بين الانتقالات المسموح بها لعدد من الجزيئات وثابت القوة لكل منها.

جدول (7.2): الترددات الأساسية وثوابت القوى لعدة جزيئات ثنائي الذرة

الجزيء	التردد (Hz) من n=0 إلى n=1	ثابت القوة (N/m)
HF	$8.72x10^{13}$	970
HCl	$8.66x10^{13}$	480
HBr	$7.68x10^{13}$	410
HI	$6.69x10^{13}$	320
CO	$6.42x10^{13}$	1860
NO	$5.63x10^{13}$	1530

مثال (7.2):

إذا كان التردد الاهتزازي الأول لجزيء CO يظهر عند تردد $6.42x10^{13}$.

(a) احسب ثابت القوة k لهذا الجزيء .

(b) ما هي سعة الاهتزاز A لهذا الجزيء عندما n=0.

الحل :

(a) هذا التردد يوافق الانتقال من الحالة n=0 إلى الحالة n=1. من معادلة **(7.9)** نلاحظ أن الفرق في الطاقة بين هذه الحالات يساوي:

$$\Delta E = \frac{3}{2}hf - \frac{1}{2}hf = hf$$

وباستخدام معادلة **(7.11)** ومعلومية الكتلة المختزلة لجزيء CO من المثال السابق $1.14x10^{-26}\,Kg$ نتحصل على:

$$hf = \frac{h}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}}$$

$$k = 4\pi^2 \mu f^2$$

$$= 4\pi^2(1.14x10^{-26}\,Kg)(6.42x10^{13}\,s^{-1})$$

$$= 1.85x10^{13}\,N/m$$

(b) من المعلوم أن أقصى طاقة وضع مخزنة في الجزيء $\frac{1}{2}KA^2$، حيث A هو سعة الاهتزازة. وبمساواة هذه الطاقة بالطاقة في معادلة 7.10 عندما n=0، نتحصل على:

$$\frac{1}{2}KA^2 = \frac{h}{2\pi}\sqrt{\frac{K}{\mu}}$$

وبالتعويض عن قيمة K، وقيمة μ، نتحصل على:

$$A^2 = \frac{h}{2\pi K}\sqrt{\frac{K}{\mu}} = \frac{h}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{K\mu}}$$

$$= \frac{6.626x10^{-34}}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{(1.86x10^3)(1.14x10^{-26})}}$$

$$= 2.30x10^{-23}\,m^2$$

وبذلك فإن:

$$A = 4.79x10^{-12}\,m = 0.0479\,\overset{o}{A}$$

$$= 4.79x10^{-3}\,nm$$

7.3 الروابط في المواد الصلبة Bonding in Solids

تتكون المواد الصلبة من العناصر التالية، الذرات، والأيونات، والجزيئات التي تكون في حالة متقاربة. وإن القوي التي تربط هذه العناصر معا هي المسئولة على الاختلافات المميزة بين أنواع الصلب. فالروابط التساهمية التي تصل عدة ذرات لتكون الجزيئات يمكن أن تصل عددًا لا محدود من هذه الجزيئات لتكون لنا المادة الصلبة. بالإضافة إلى ذلك فإن الرابطة الأيونية، ورابطة فاندروال، والرابطة المعدنية تكون مسئولة على قوى التماسك في الصلب. وإن جميع هذه الروابط تتضمن قوى كهربية، حيث يرجع الفارق الرئيسي بينها إلى طريقة توزيع الإلكترونات في هذه الروابط. رغم ان جزءًا بسيطًا من الكون يكون في حالة صلبة، فإن أغلبية العالم المحيط بنا عبارة عن صلب، وجزء كبير من التقنية الحديثة تعتمد على الخواص المميزة للمواد الصلبة المختلفة.

- **الصلب البلوري ولا بلوري Crystalline and Amorphous Solids**

تعتبر أغلبية المواد الصلبة بلورية التركيب، حيث تترتب خلاله الذرات، والأيونات، والجزيئات في أنماط منتظمة ومتكررة في ثلاثة أبعاد، **تعرف هذه الخاصية بالترتيب على مدى بعيدLong-range order**. تفقد أنواع أخرى من الصلب هذه الخاصية من التنظيم بين مكوناتها، حيث يمكن اعتبارها سوائل فائقة التبريد supercooled liquids، والتي يعزى تماسكها إلى اللزوجة العالية، مثال على ذلك الزجاج، وعدة أنواع من البلاستك والتي تسمى **بالصلب لا بلوري amorphous (without form)**، ولها خاصية الترتيب على المدى القصير short-arange order. لكي نفهم الفرق بين الصلب اللابلوري والسوائل، فإنه يجدر بنا أولا التعرف على التشابه بين الحالتين. نلاحظ أن كثافة السائل تكون قريبة من كثافة الصلب اللابلوري المقابل له، مما يدل على أن قيمة التراص packing متشابهة في الحالتين. والذي يعزز هذا

الاستنتاج هو أن الانضغاطية لهذه الحالات وأيضا نتائج الأشعة السينية تدل على أن العديد من السوائل لها بالتأكيد ترتيب المدى القصير عند أي لحظة شبيهة بتلك في الصلب اللابلوري، ولكن في حالة السوائل مجموعة الجزيئات تتحرك باستمرار. أحد الأمثلة الواضحة علي ترتيب المدى القصير في السوائل يظهر جليا في الماء.

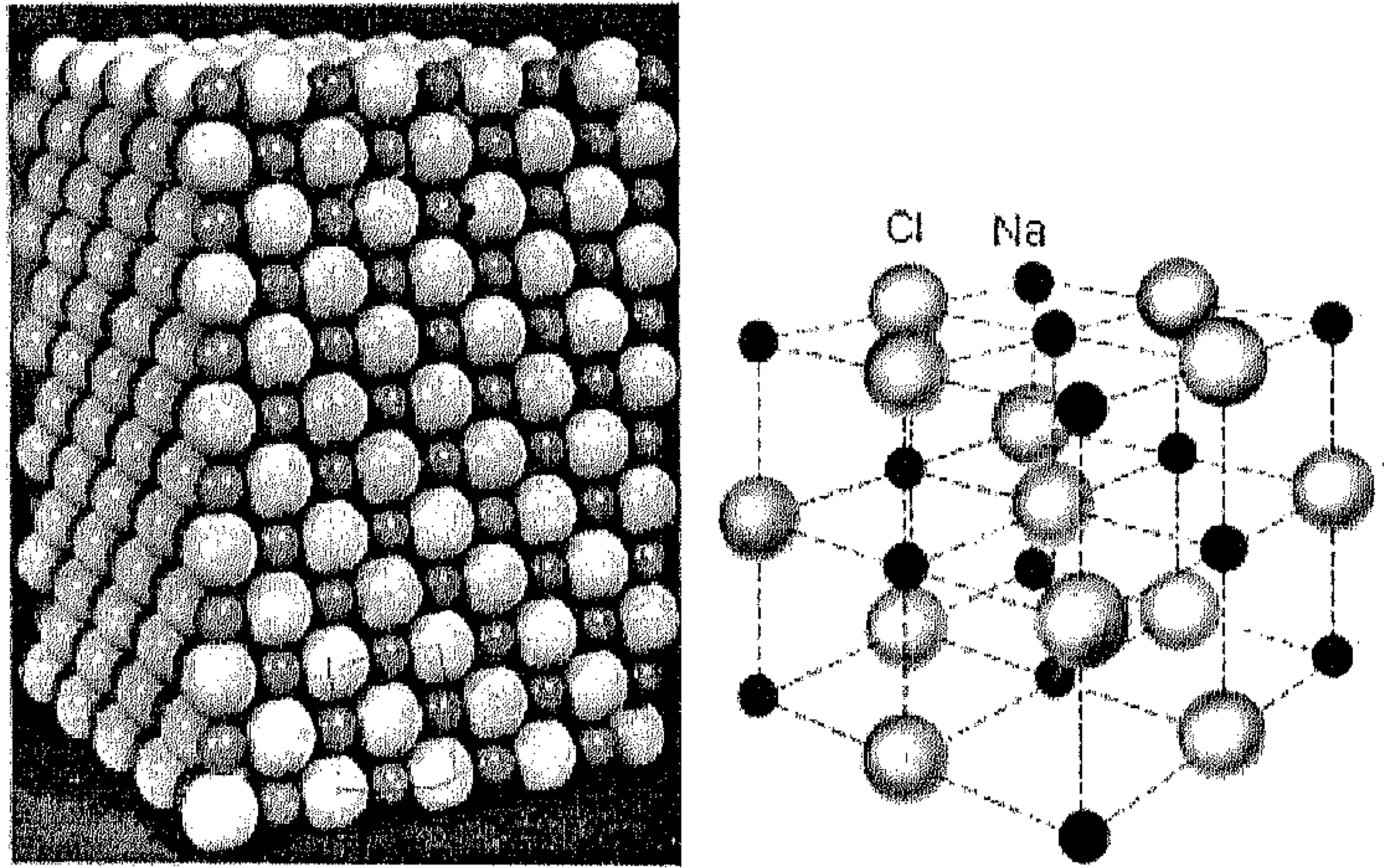
بما أنه في الأساس أن الصلب اللابلوري هو سائل وبذلك ليس لديه نقطة انصهار محددة، يمكن تفسير هذا التصرف بملاحظة أن الصلب اللابلوري ليس لديه ترتيب طويل المدى فإن الروابط بين جزيئاته تختلف في الشدة وعند تسخينه فإن الروابط الضعيفة تنفصل عند درجات حرارة منخفضة عن تلك الروابط القوية، وبذلك فإن المادة في هذه الحالة تلين بالتدريج. أما في حالة الصلب البلوري فإن الانتقال بين المدى البعيد والمدى القريب ينتج عنه تكسير الروابط التي تكون شدتها بالتقريب متماثلة، ولذلك فإن الانصهار يحدث عند درجات حرارة محددة. والآن ننتقل إلى الحديث على أنواع الروابط في الصلب.

كما أشرنا سابقا أن الصلب البلوري يتكون من عدد كبير من الذرات المترتبة بانتظام في جميع الاتجاهات، حيث ينتج عن ذلك تركيب دوري. وإن أنواع الروابط بين الجزيئات التي تم التحدث عنها سابقا تصلح لوصف الروابط في الصلب. فمثلا الأيونات الموجودة في بلورة NaCl فهي مرتبطة أيونيا، بينما الروابط بين ذرات الكربون في مادة ألماس (Diamond) عبارة عن روابط تساهمية. أما الروابط المعدنية فهي مسئولة عن عملية التماسك Cohesion في النحاس، والفضة، والصوديوم، ومعادن أخرى. والآن سوف نتناول هذه الروابط بالتفصيل.

- **الصلب الأيوني Ionic Solids**

إن كثيرًا من البلورات ناتجة عن وجود الرابطة الأيونية، حيث يكون التفاعل السائد بين الأيونات هو من نوع كولوم. كأحد الأمثلة على هذا النوع من الروابط

نجدها ممثلة في بلورة NaCl الموضة في شكل (7.9). نلاحظ من هذا الشكل أن كل أيون Na^+ محاط بستة أيونات Cl^- مجاورة وبالمثل فإن كل أيون Cl^- محاط بستة أيونات Na^+ مجاورة، وبذلك فإن كل أيون Na^+ سوف يكون مرتبطا بستة أيونات Cl^-. وإن طاقة الوضع الناتجة عن هذا التجاذب تساوي $-6Ke^2/r$ حيث r هي المسافة الفاصلة بين أيون Na^+ وأيون Cl^-. وإذا ما تفحصنا التركيبة البلورية لكلوريد الصوديوم فإننا نجد بالإضافة إلى ذلك هناك $12\,Na^+$ على بعد مسافة $r\sqrt{2}$ من أيون Na^+ والذي ينتج عنه قوة تنافر ضعيفة على الأيون Na^+ بالطبع هناك أيضا أيونات Cl^- أخرى سوف ينتج عنها قوة تجاذب مع أيونات Na^+ وهكذا. أما محصلة هذه التفاعلات التجاذبية فهي طاقة الوضع الكهروستاتيكية السالبة والتي تكتب على الصورة التالية :



شكل (7.9)

يوضح التركيبة البلورية لبلورة NaCl

$$U_{attrac} = -\alpha Ke^2/r \quad \text{.......} \quad (7.14)$$

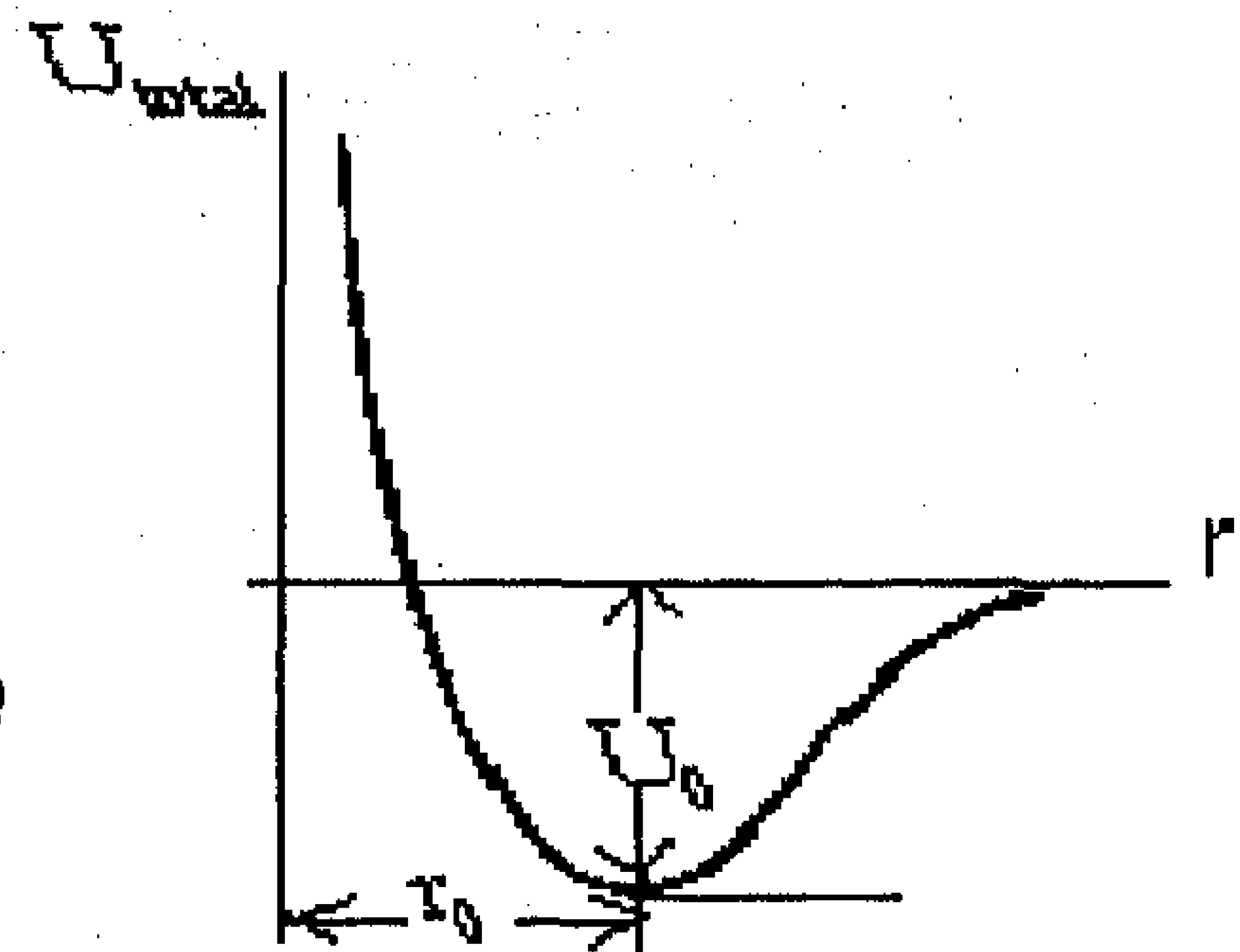
يعرف الثابت α بثابت مدلينق Madelung وقيمته تعتمد على نوع التركيبة البلورية، فمثلا في حالة NaCl يساوي 1.7476. وعندما تقترب الذرات من بعضها البعض، حسب مبدأ الاستبعاد فإنه تحدث عملية تنافر بين المدارات والذي ينتج عنه طاقة وضع تنافرية يتم وصفها بالمقدار B/r^n، وبذلك فإن طاقة الوضع الكلية:

$$U_{tot} = -\alpha K \frac{e^2}{r} + \frac{B}{r^n} \quad \ldots\ldots \quad \mathbf{(7.15)}$$

في شكل **(7.10)** تم رسم طاقة الوضع الكلية مع المسافة الفاصلة r. نلاحظ من هذا الشكل أن طاقة الوضع تكون أقل ما يمكن U_0 عند النقطة $r = r_0$ والتي تعرف بنقطة الاستقرار. سوف نترك للطالب بأن يبرهن على أن U_0 تساوي:

$$U_0 = -\alpha K \frac{e^2}{r_0}(1 - \frac{1}{n}) \quad \ldots\ldots \quad \mathbf{(7.16)}$$

تعرف الطاقة U_0 بطاقة التماسك الأيونية (Ionic Cohesive Energy) لصلب، حيث مقدارها المطلق يمثل الطاقة اللازمة لفصل الصلب إلى مجموعة من الأيونات الموجبة والسالبة، والتي قيمتها بالنسبة لبلورة NaCl تساوي 7.84eV- –. ولكي نحسب طاقة التماسك الذرية Atomic Cohesive Energy والتي هي عبارة عن طاقة الترابط بالنسبة لذرات المتعادلة، فإنه يجب إضافة طاقة التأين لذرة Na والتي قيمتها (5.14eV) والطاقة المتحرزة من Cl^- والتي قيمتها (3.61eV-). وبذلك تكون طاقة التماسك الذرية في حالة NaCl تساوي بالتقريب 6.31eV-.



شكل (7.10)

يوضح طاقة الوضع الكلية مع المسافة الفاصلة في حالة الصلب الأيوني، حيث U_0 هي طاقة التماسك الأيونية، و $r = r_0$ مسافة الاستقرار بين الأيونات.

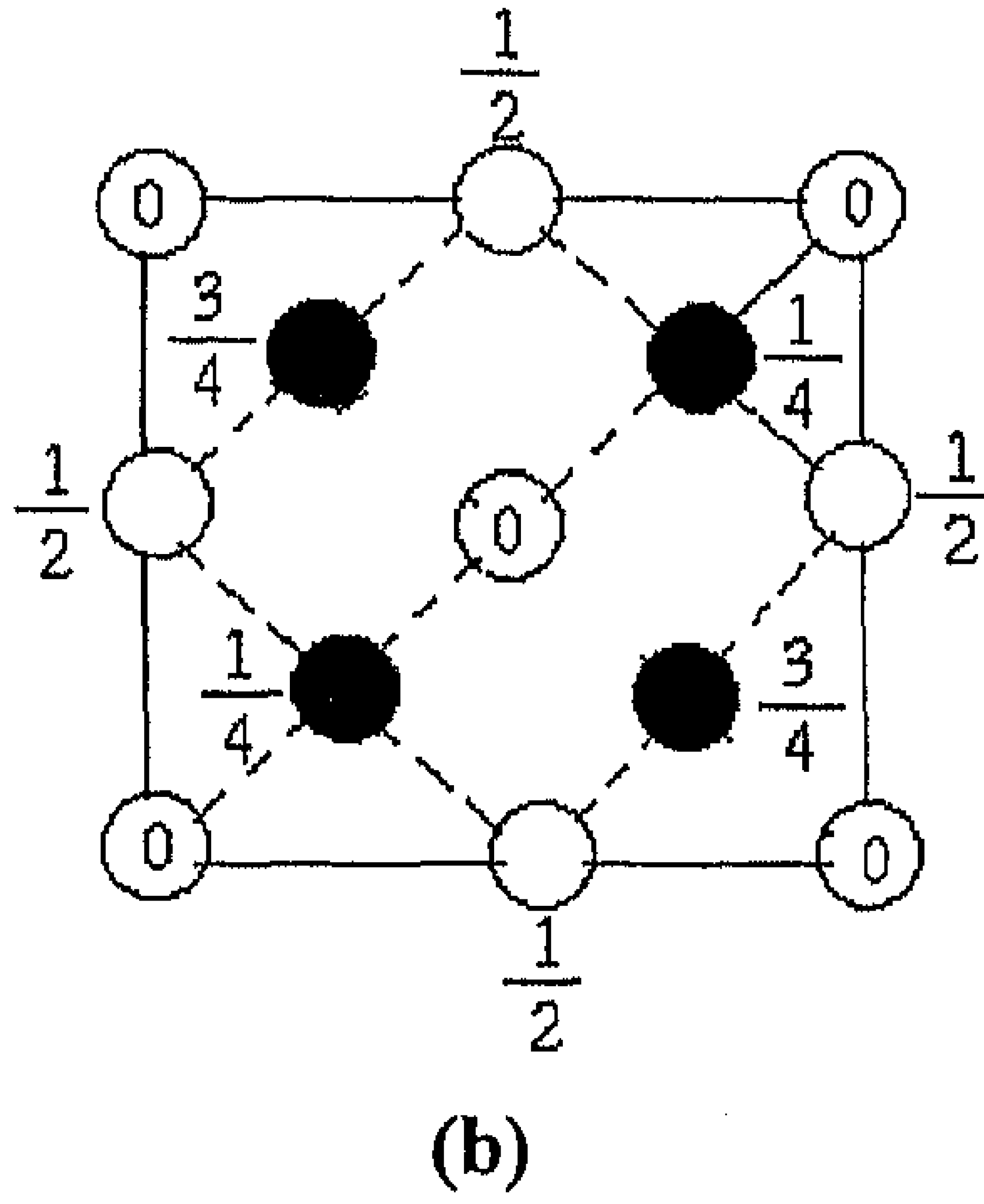
والآن نذكر بعض أهم خواص البلورات الأيونية:

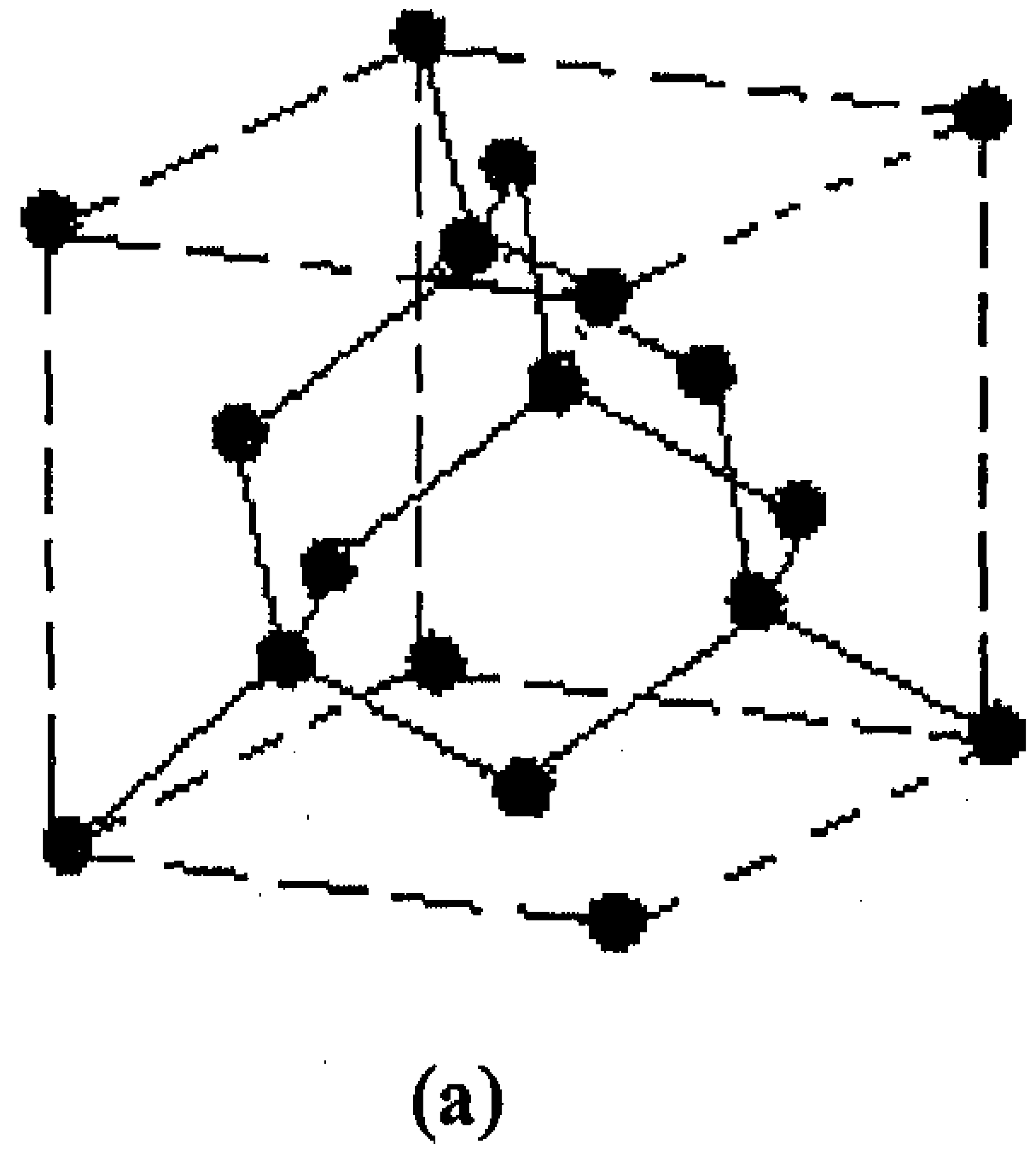
1. نسبيا مستقرة وصلبة.
2. موصل غير جيد للكهربية لأنها لا تحتوي على إلكترونات حرة.
3. درجة حرارة تبخرها عالية.
4. شفافة بالنسبة للإشعاع المنظور، ولكنها تمتص الأشعة دون الحمراء. والسبب في ذلك أن طاقة الأشعة المنظورة تكون غير كافية لكسر الرابطة الأيونية للإلكترونات لكي تنتقل إلى المدارات العليا المسموح بها، ولكنها تمتص الأشعة دون الحمراء ذات طول موجي (من 20 إلى mμ150) وذلك لأن التردد الطبيعي للأيونات الثقيلة يحدث عند ترددات منخفضة، أي أن طاقة الرنين الامتصاصي في المنطقة دون الحمراء.
5. سهلة الذوبان في السوائل القطبية مثل الماء. والسبب في ذلك راجع إلى أن جزيئات الماء لديها ثنائي القطب الدائم والذي بدوره يجذب إليه الأيونات المشحونة حيث يتم كسر الروابط الأيونية ومن ثم إذابة الصلب.

- **البلورات التساهمية Covalent Crystals**

تعتبر الرابطة التساهمية من الروابط القوية مثل الرابطة الأيونية. أحد الأمثلة على ذلك ألماس (Diamond) والذي عبارة عن بلورة تكون فيها ذرات الكربون مرتبطة برابطة تساهمية. وبما أن التشكيل الإلكتروني للكربون هو $1s^2 2s^2 2p^2$ فإنه يحتاج إلى أربعة إلكترونات لملئ المدار الأخير ($2p^6$). وبذلك فإن ذرتين من الكربون يتجاذبان بقوة مع بعض، وإن طاقة التماسك تساوي eV7.3. والآن نحاول فحص تركيب ألماس، شكل (**7.11**) يوضح التركيبة البلورية لبلورة ألماس والتي تعرف برباعي الأوجه tetrahedral، حيث كل ذرة كربون ترتبط تساهميًا مع أربع ذرات كربون أخرى

واقعة عند زوايا المكعب، والزاوية بين هذه الروابط تساوي 109.5 درجة، ومن الأمثلة الأخرى التي لها نفس التركيبة هي السيلكون، والجرمينيوم.





شكل (7.11)

(a) التركيبة البلورية لبلورة ألماس.

(b) كل ذرة كربون مرتبطة تساهميا بأربع ذرات كربون

بعض أهم خواص الصلب التساهمي معطاة في الجدول (7.3)، نلاحظ من هذا الجدول أن طاقة التماسك أكبر من تلك في حالة الصلب الأيوني، وهذا هو أحد الأسباب في صلابة الصلب التساهمي، فالماس صلب جدا ودرجة حرارة انصهاره عالية حيث تصل إلى (4000K). في العموم فإن الصلب التساهمي صلب جدا، وطاقة ترابطه عالية، ودرجة حرارة الانصهار عالية أيضا، ويعتبر عازلًا لتوصيل الكهربي وشفافًا بالنسبة لضؤ المنظور.

جدول (7.3): طاقة التماسك لبعض الصلب التساهمي

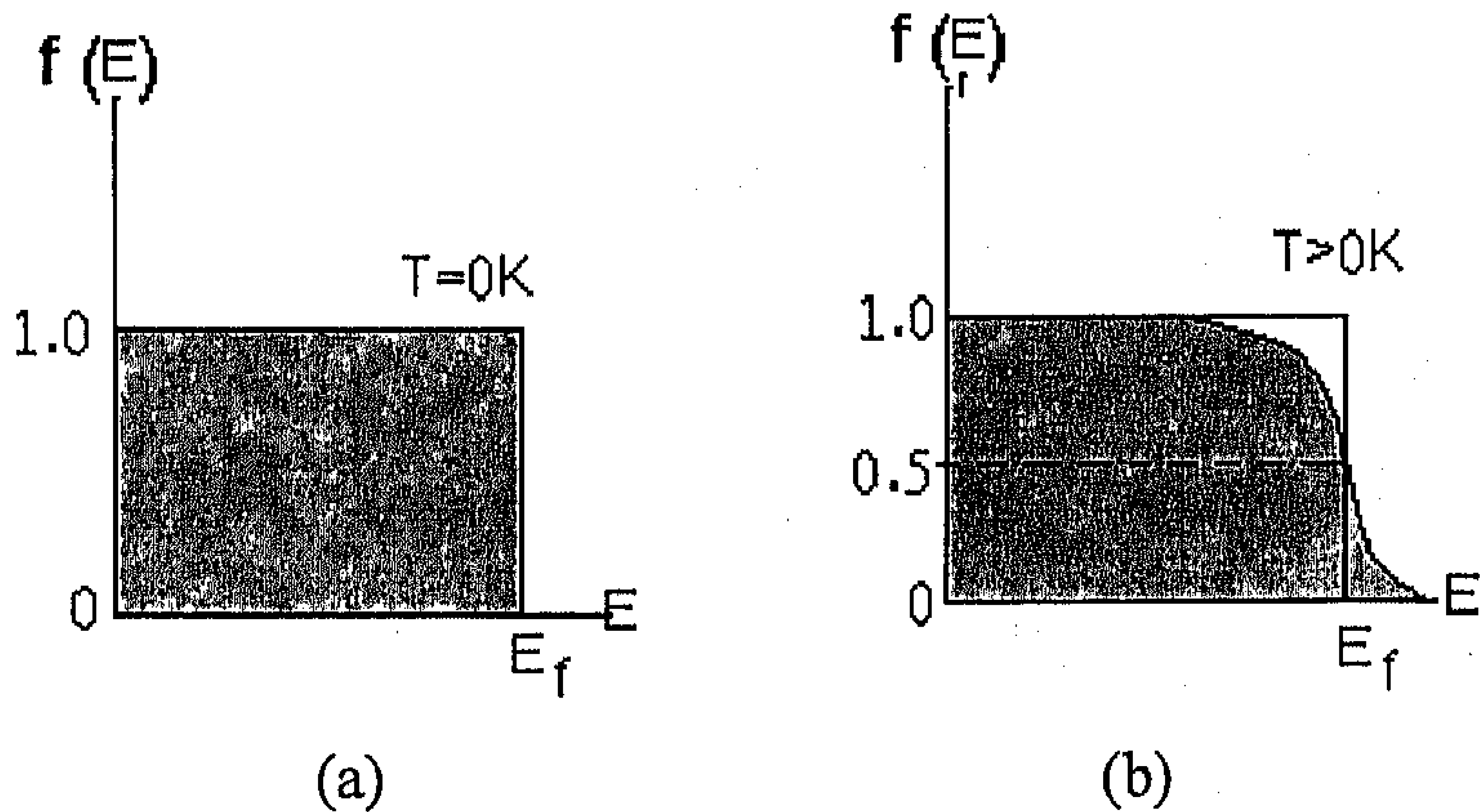
البلورة	الطاقة التساهمية (eV)
C (ألماس)	7.37
Si	4.63
Ge	3.85
InAs	5.70
SiC	12.3
ZnS	6.32
CuCl	9.24

7.4 نظرية الإلكترونات الحرة في المعادن Free-Electron Theory of Metals

في هذا الجزء من الباب سوف نتناول نظرية الإلكترونات الحرة في المعادن، حيث نتخيل في هذا النموذج أن إلكترونات التكافؤ في المعادن غير مرتبطة جيدا بالذرات وبذلك تكون حرة الحركة خلال المعدن. رغم بساطة هذه النظرية فقد استطاعت تفسير العديد من النتائج التجريبية ولكنها فشلت في تفسير البعض الآخر. نظرا لأننا نتعامل مع عدد كبير جدا من الجسيمات ولذلك يفضل استخدام الفيزياء الإحصائية لاشتقاق العديد من العلاقات التي تربط الخواص المجهرية microscopic بالخواص المنظورة macroscopic، وأيضا بما أن الجسيمات التي نتحدث عنها هي الإلكترونات فإنه من الضروري استخدام الإحصاء الكمية، والتي تتطلب بأن كل حالة من حالات النظام يجب أن تشغل بإلكترون واحد فقط، وكل حالة يتم تعيينها بعدد معين من الأعداد الكمية. يعرف هذا النوع من الجسيمات والتي يكون فيها البرم spin عبارة عن مضاعفات النصف الفرمون Fermions وينطبق عليها مبدأ الاستبعاد لبولي. الإلكترون أحد الأمثلة على ذلك. وإن احتمالية وجود الإلكترون في حالة ما ذات طاقة E تكتب كالآتي:

$$f(E)=\frac{1}{e^{(E-E_f)/kT}+1} \qquad (7.17)$$

حيث E_f هي طاقة فرمي، أما f(E) فهي تعرف بدالة التوزيع لفرمي - ودراك Fermi-Dirac distribution function. شكل (7.12 a) يوضح رسمًا لدالة التوزيع f(E) مع E بحيث T=0K، من هذا الشكل نلاحظ أن f(E) تساوي واحد عندما $E<E_f$، وتساوي صفر عندما $E>E_f$. فهذا يعني إنه عندما T=0K فإن كل الحالات التي يكون لديها طاقة أقل من E_f تكون مشغولة، بينما الحالات التي يكون لديها طاقة أكبر من E_f تكون غير مشغولة. أما الشكل (7.12b) فهو يوضح رسمًا لدالة التوزيع f(E) مع E ولكن عندما T>0. نلاحظ من هذا الشكل أنه عندما $E=E_f$ فإن f(E)=1/2، كذلك نلاحظ أن التغير الرئيسي في دالة التوزيع f(E) يحدث عند طاقات عالية وذلك بالقرب من طاقة فرمي. لاحظ أنه جزء بسيط من المستويات التي طاقتها أعلى من طاقة فرمي تكون مشغولة، بالإضافة إلى ذلك فإن جزءًا بسيطًا من المستويات دون طاقة فرمي تكون فارغة.



شكل (7.12)

يوضح رسم لدالة فرمي - دراك (a) عند 0K، (b) عند T>0K

لقد تناولنا في الباب الخامس حركة جسيم محصور في صندوق ذى البعد الواحد L، حيث وجدنا أن الحالات المسموح بها هي:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n^2 \quad n = 1,2,3,.......$$

وأن دالة الموجة للحالات المسموح بها عبارة عن موجات موقوفة وتوصف بالمعادلة التالية $\psi = A\sin(n\pi \frac{x}{L})$ والتي تحقق شرط الحدود والتي هي $\psi=0$ عند $x=0$، و$x=L$. والآن نتخيل أن الإلكترون يتحرك في صندوق ذى ثلاثة أبعاد، طول ضلع الصندوق هو L وحجمه L^3 بحيث جدران الصندوق تمثل سطوح المعدن، وبذلك تكون طاقة هذا الجسيم هي:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad .... \quad (7.18)$$

حيث n_x, n_y, n_z هي أعداد كمية. مرة أخرى فعندما تكون مستويات الطاقة مكماة ويتم وصف كل منها بواسطة هذه الأعداد الكمية الثلاثة بالإضافة إلى العدد الكمي للبرم m_s. فمثلا الحالة الدنيا عندما $n_x = n_y = n_z = 1$ وطاقتها تساوي $\frac{3\hbar^2\pi^2}{2mL^2}$ وهكذا بالنسبة للحالات الأخرى. أما دالة الموجة يجب كذلك أن تحقق شرط الحدود بحيث $\psi(x,y,z) = 0$ عند الحدود، والذي ينتج عنه موجات موقوفة في ثلاثة أبعاد.

إذا ما عاملنا الأعداد الكمية على أنها متغيرات مستمرة، فإننا نجد أن عدد الحالات المسوح بها لوحدة الحجم والتي طاقتها بين E و E+dE هي:

$$g(E)dE = CE^{\frac{1}{2}}dE \quad .... \quad (7.19)$$

حيث:

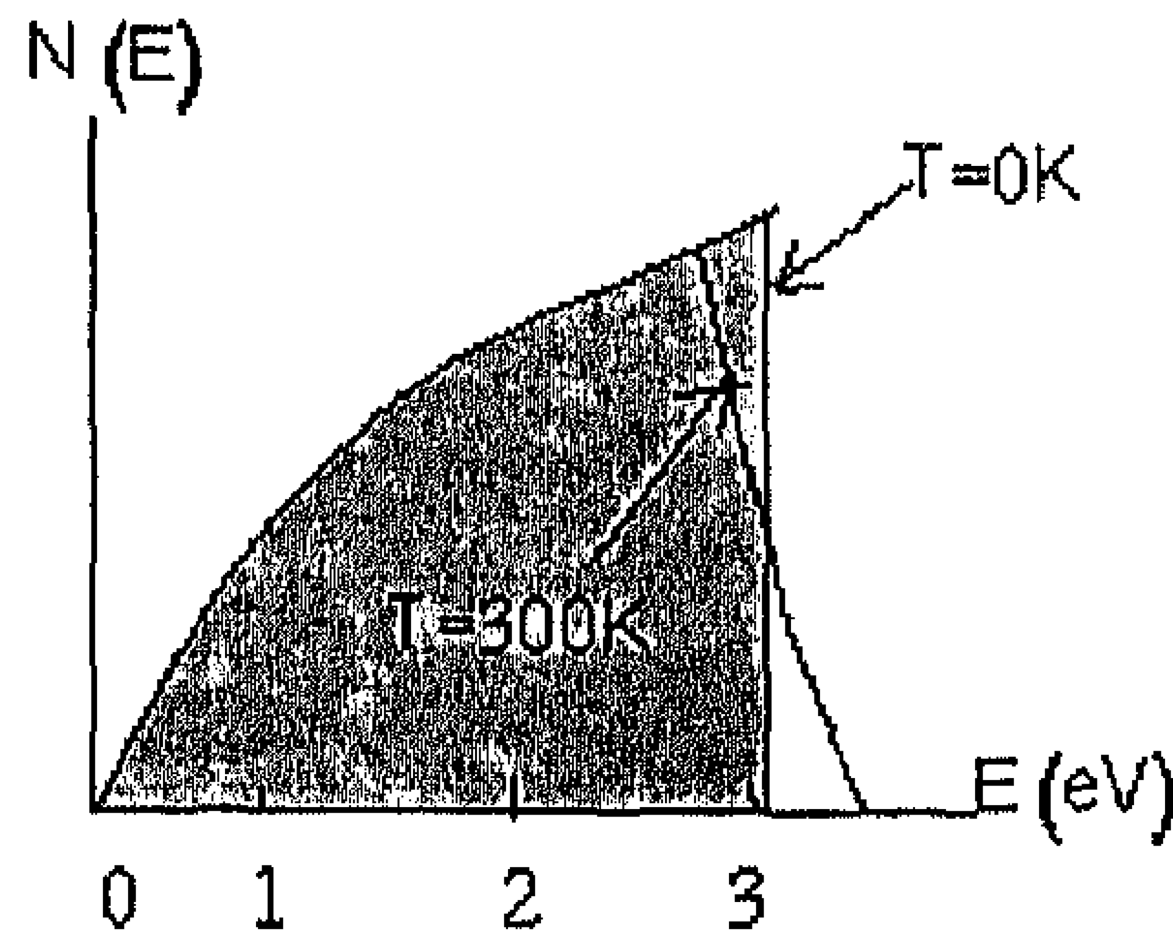
$$C = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \quad .... \quad (7.20)$$

وإن الدالة $g(E) = CE^{1/2}$ تعرف بدالة كثافة الحالات density of state function.

الخطوة التالية هي حساب عدد الإلكترونات لوحدة الحجم N(E) ذى طاقة بين E و E+dE عند التعادل الحراري والتي تساوي f(E)g(E)dE. أي أن:

$$N(E)dE = \frac{CE^{1/2}}{e^{(E-E_f)/KT}+1}dE \quad \ldots\ldots \quad \mathbf{(7.21)}$$

يوضح شكل **(7.13)** رسمًا لدالة N(E) مع E حسب المعادلة **(7.21)**.



شكل (7.13)

رسم لدالة التوزيع مع الطاقة في المعادن، وذلك عند T=0K و T=300K، لاحظ أن طاقة فرمي تساوي 3eV في هذه الحالة

نفرض أن n هي العدد الكلي للإلكترونات لوحدة الحجم فإن:

$$n = \int_0^\infty N(E)dE = C\int_0^\infty \frac{E^{1/2}}{e^{(E-E_f)/KT}+1}dE \quad \ldots\ldots \quad \mathbf{(7.22)}$$

يمكن من هذه المعادلة حساب طاقة فرمي وذلك لأنه في حالة T=0K فإن f(E)=1 عندما $E < E_f$ وتساوي صفرًا عندما $E > E_f$، وبالتعويض عن قيمة f(E) في معادلة **(7.22)** نحصل على E_f.

$$n = C\int_{0}^{E_f} E^{1/2} dE = \frac{2}{3} C E_f^{3/2} \quad \text{.......} \quad (7.23)$$

وبالتعويض في معادلة (7.23) باستخدام معادلة (7.20)نحصل على:

$$E_f = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} \quad \text{.......} \quad (7.24)$$

نلاحظ من هذه المعادلة أن E_f تزداد تدريجيا بزيادة كثافة الإلكترونات n، وذلك حسب مبدأ الاستبعاد لفرمي فإن الإلكترونات تملأ مستويات الطاقة المتوفرة بإلكترونين لكل حالة إلى أن نصل مستوي طاقة فرمي.

جدول (7.4) يعطي قيمًا لطاقة فرمي لبعض المعادن بالإضافة إلى بعض المعلومات الأخرى والتي تم حسابها باستخدام نظرية الإلكترونات الحرة، نلاحظ من هذا الجدول أن مقدار هذه الطاقة يساوي بالتقريب 5eV، أما سرعة الإلكترونات عند مستوى فرمي وكذلك درجة حرارة فرمي فإنه يمكن حسابها من خلال المعادلات التالية:

$$\frac{1}{2} m v_f^2 = E_f \quad \text{.......} \quad (7.25)$$

$$T_f = E_f / K \quad \text{.......} \quad (7.26)$$

جدول (7.4): يبين قيم عدة متغيرات للمعادن عند درجة حرارة 300K والتي تم حسابها باستخدام نظرية الإلكترونات الحرة

درجة حرارة فرمي 10^4 K	سرعة فرمي 10^6 (m/s)	طاقة فرمي (eV)	الكثافة الإلكترونية $10^{28}\ (m^{-3})$	المعدن
5.48	1.29	4.72	4.70	Li
3.75	1.07	3.23	2.65	Na
2.46	0.86	2.12	1.40	K
8.12	1.57	7.05	8.49	Cu
6.36	1.39	5.48	5.85	Ag
6.41	1.39	5.53	5.90	Au

كملخص لهذا الجزء فإنه قد افترضنا أن المعدن يتكون من عدد كبير من مستويات الطاقة والتي يمكن شغلها بإلكترونات التكافؤ، حيث يتم ملء هذه المستويات حسب مبدأ الاستبعاد لبولي نبدأ بمستوي الطاقة E=0 وننتهي عند E_f .

لاحظنا إنه عند T=0K كل المستويات دون طاقة فرمي تكون ممتلئة، بينما تلك التي هي أعلى من طاقة فرمي فهي غير شاغرة. ورغم أن هذه المستويات محددة ولكنها متقاربة جدا إلى درجة أن الإلكترونات يكون لها بالتقريب توزيع مستمر للطاقة. وعند درجة حرارة 300K فإن جزءًا بسيطًا من إلكترونات التكافؤ تجتاز طاقة فرمي، في المثال التالي سوف يتم حساب هذا المقادير.

مثال (7.3): إذا كانت كل ذرة ذهب تساهم بإلكترون واحد في المعدن احسب **(a)** طاقة فرمي **(b)** سرعة فرمي **(c)** درجة حرارة فرمي لذهب؟ الحل: **a)** نلاحظ من جدول **(7.4)** أن كثافة الإلكترونات الحرة في الذهب هي $5.90\times10^{28}\,m^{-3}$، بتعويض هذه القيمة في معادلة **(7.24)** نحصل على: $E_f=\frac{h^2}{2m}(\frac{3n}{8\pi})^{2/3}$ $=\frac{(6.626x10^{-34}J.s)^2}{2(9.11x10^{-31}Kg)}(\frac{3x5.90x10^{28}m^{-3}}{8\pi})^{2/3}$ $=8.85x10^{-19}J=5.53eV$	**b)** باستخدام معادلة **(7.25)** يمكن حساب سرعة فرمي: $v_f=(\frac{2E_f}{m})^{1/2}=(\frac{2x5.85x10^{-19}J}{9.11x10^{-31}K})^{1/2}$ $=1.39x10^6 m/s$ **c)** نستخدم معادلة **(7.26)** لحساب درجة حرارة فرمي: $T_f=\frac{E_f}{K}=\frac{8.85x10^{-19}J}{1.38x10^{-23}J/K}=6.41x10^4 K$ أي أن الغاز المتكون من جسيمات يجب تسخينه إلى درجة 64000K لكي تصل الطاقة المتوسطة للجسيم إلى طاقة فرمي عند 0K! .

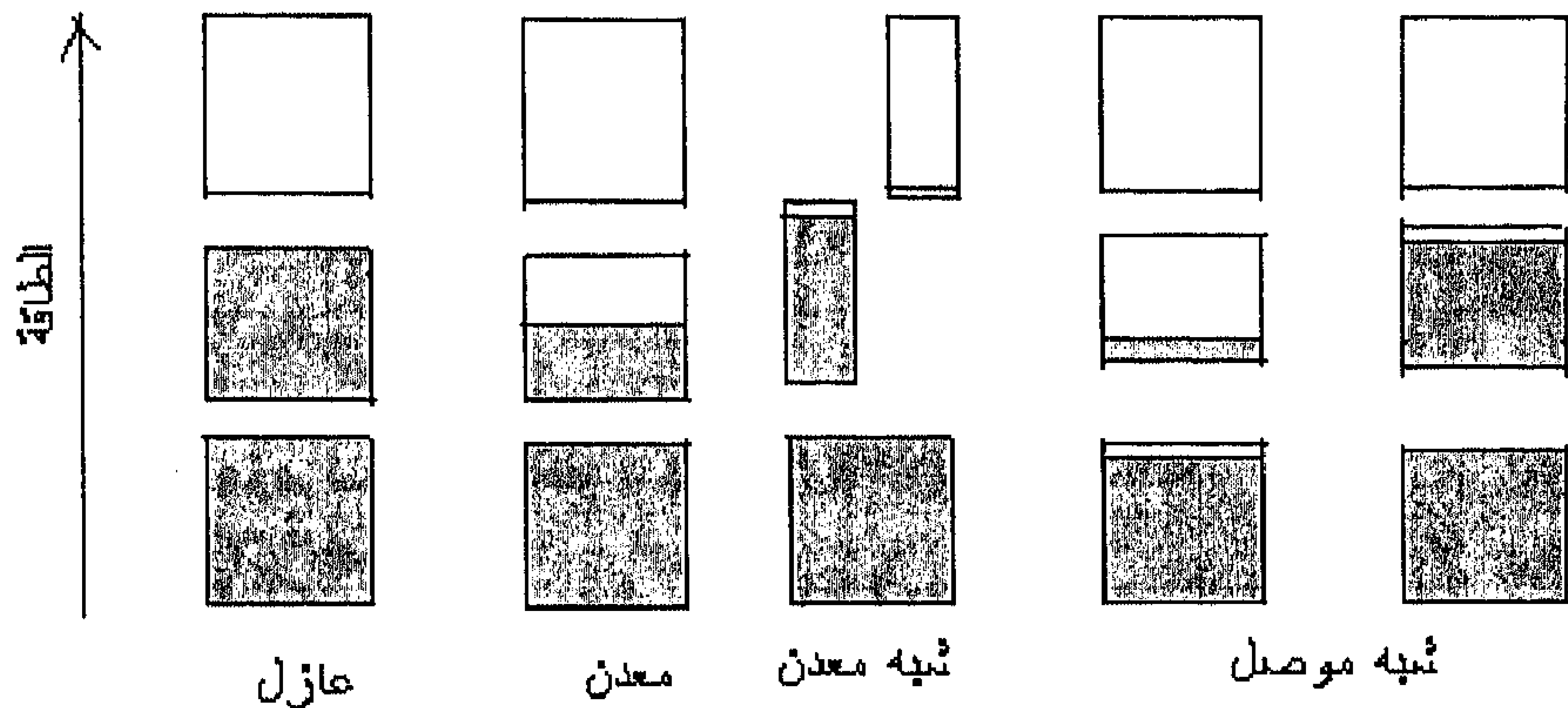
مثال (7.4): احسب بالتقريب قيمة الجزء من الإلكترونات التي سوف تنتقل من المنطقة التي أقل من E_f إلي المنطقة التي بعد E_f عند تسخين النحاس من 0K إلى 300K. (انظر شكل 7.13) **الحل:** عند رفع درجة الحرارة من 0K إلى 300K، فإن الإلكترونات الواقعة في منطقة من الطاقة KT=.025eV	هي التي تتأثر فقط بهذا التغير. وبما أن طاقة فرمي للنحاس هي 0.70eV، فإن الجزء من الإلكترونات التي سوف تتهيج من منطقة أقل من E_f إلى منطقة أعلى من E_f سوف يكون بالتقريب KT/E_f، أي أن: $KT/E_f = 0.025/0.7 = 0.0036$ أي يساوي 0.36٪ نلاحظ أن الجزء المتأثر صغير جدا. وإذا ما أردنا حساب هذا المقدار بأكثر دقة فإنه يفضل استخدام النسبة $9KT/16E_f$.

7.5 نظرية الحزم للمواد الصلبة Band Theory of Solids

إن نظرية الإلكترونات الحرة التي تمت مناقشتها في الجزء السابق نجحت في تفسير العديد من الخواص الإلكترونية للمعادن، ولكنها في نفس الوقت فشلت في تفسير عدة خواص أخرى. فمثلا هذه النظرية لم تساعدنا على فهم الأسباب وراء تبلور بعض العناصر لتصبح موصلات جيدة للكهربية بينما بعض العناصر الأخرى تصبح عوازل، والبعض الآخر أشباه موصلات، وكذلك الأسباب التي جعلت هذه الخواص الكهربية لها علاقة وطيدة بالتغير في درجات الحرارة.

من البديهي أن كل المواد الصلبة تحتوي على إلكترونات، ولكن السؤال الذي له علاقة بالموصلية الكهربية ونحاول الإجابة عنه هو كيف تستجيب هذه الإلكترونات لوجود المجال الكهربي؟. سوف نجد أن الإلكترونات في البلورات تنتظم في شكل حزم من الطاقة كما هو موضح في شكل **(7.14)** مفصولة بمناطق لا يتواجد فيها

الإلكترونات والتي تعرف بالمناطق الممنوعة أو بفجوات الطاقة energy gaps والناتجة عن التفاعل بين موجات الإلكترونات والأيونات التي تتكون منها البلورة. ونكتشف أن البلورة تتصرف وكأنها عازل عندما تكون حزم الطاقة المسموح بها ممتلئة بالإلكترونات أو فارغة، ولذلك فإن الإلكترونات تصبح غير قادرة على الحركة في وجود المجال الكهربي. من ناحية أخري فإن البلورة تتصرف وكأنها موصل إذا ما كانت حزمة أو أكثر تكون ممتلئة جزئيا (أي من 10 إلى 90 ٪)، أما النوع الثالث والذي يعرف بأشباه الموصلات فانه تكون فيه جميع الحزم ممتلئة ماعدا حزمة أو حزمتين مملوءة جزئيا أو فارغة جزئيا.



شكل (7.14)

رسم تخطيطي للإلكترونات الشاغرة في حزم الطاقة المسموح بها في حالة العازل، والموصل، وأشباه الموصلات

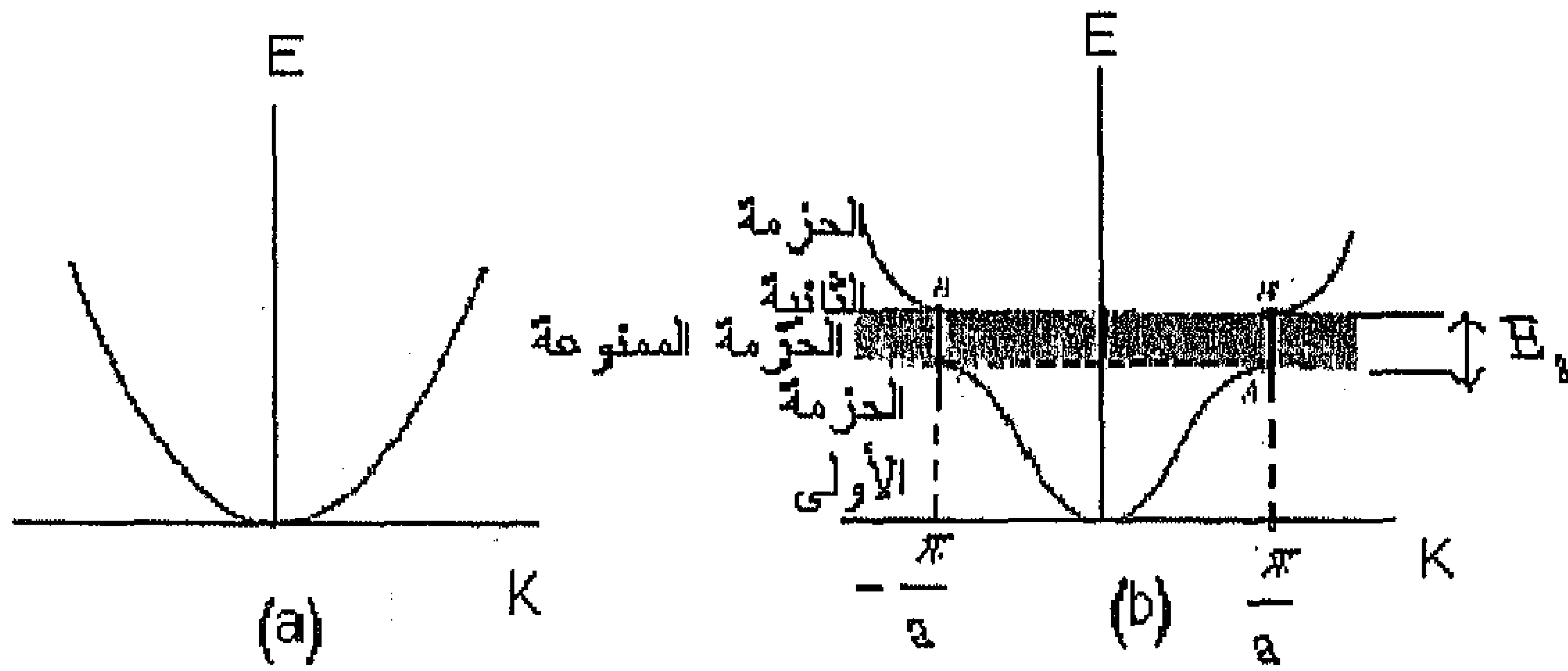
لكي نفهم الفرق الجوهري بين المواد العازلة، والموصلة، فإنه يفضل أن نرجع إلى نظرية الإلكترونات الحرة ونتفحص نقاط الضعف التي فيها. لقد شاهدنا في هذه النظرية أن الطاقة المسموح بها تكون مستمرة التوزيع من صفر إلى مالا نهاية وذلك حسب المعادلة (**7.18**) والتي يمكن إعادة كتابتها كما يلي بدلالة العدد الموجي K بدلا من العدد الكمي n .

$$E = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \text{ .... } (7.27)$$

حيث يعاد كتابة شروط الحد عند سطح المكعب والذي طول ضلعه L على الصورة التالية:

$$K_x, K_y, K_z = 0; \pm\frac{2\pi}{L}; \pm\frac{4\pi}{L}; \ldots\ldots$$

كأحد خواص انتشار الموجات الإلكترونية خلال البلورة هو ما يعرف بانعكاس براغ، والذي يعزى إليه وجود فجوات الطاقة، وهي المناطق التي لا يمكن حل معادلة شرودنجر فيها. وإن وجود مثل هذه الفجوات في الطاقة هي الأساس في التعرف على ما إذا كانت المادة الصلبة موصلًا أو عازلًا. شكل **(7.15)** يوضح وجه المقارنة بين نموذج الإلكترونات الحرة، وشبه الإلكترونات الحرة Nearly free electron model.



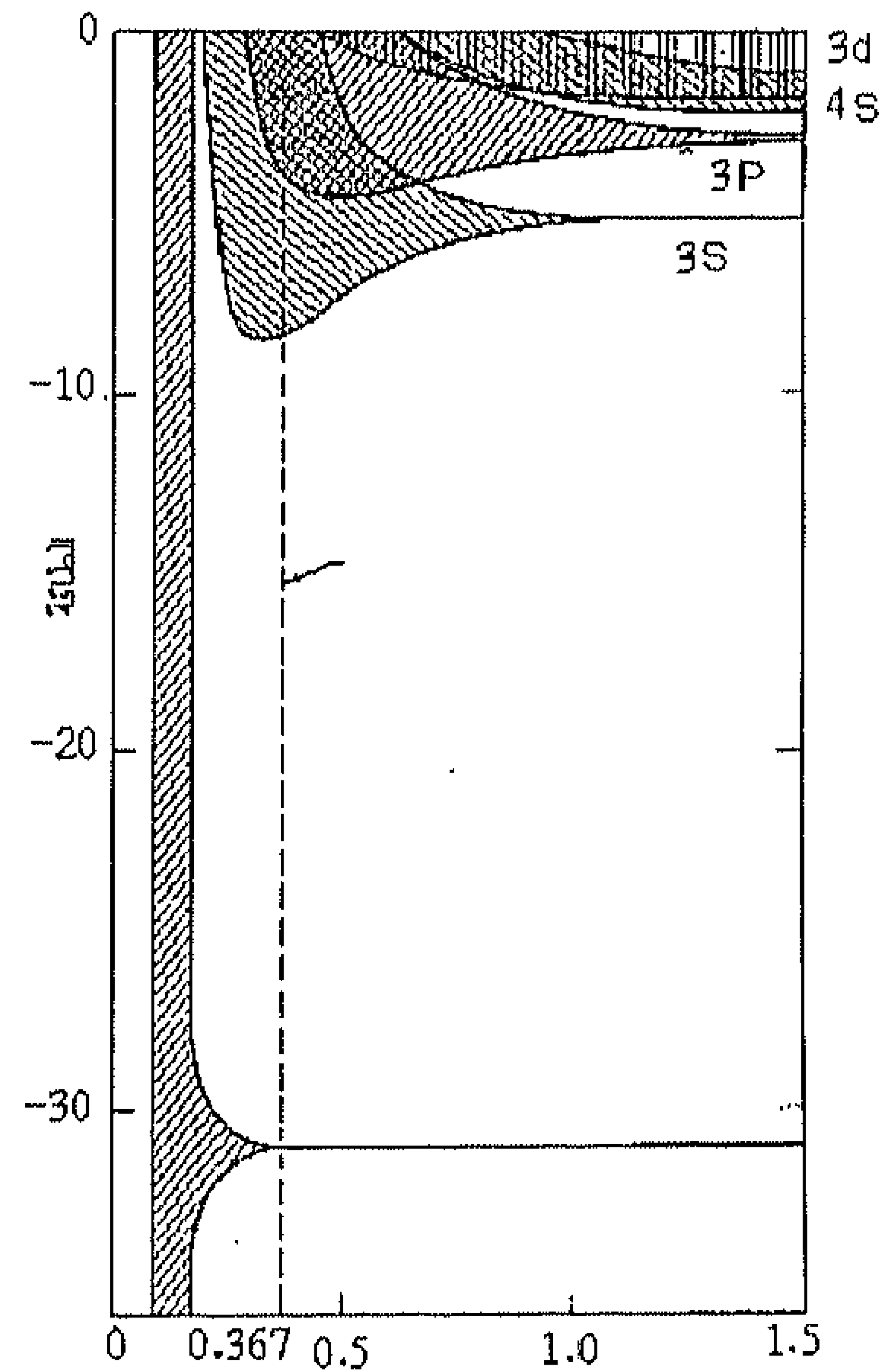
شكل (7.15)

(a) رسم لعلاقة الطاقة مع العدد الموجي في حالة الإلكترونات الحرة.
(b) في حالة شبه الإلكترونات الحرة حيث تظهر الفجوة في الطاقة أو ما يعرف بالمنطقة الممنوعة.

في الحقيقة هناك طريقتان لتفسير منشأ حزم الطاقة. الطريقة الأولى والأبسط والتي سوف نتناولها في هذا الجزء هي تتبع ماذا يحدث لمستويات الطاقة عند اقتراب الذرات المفردة من بعض لتكون لنا المواد الصلبة، أما الطريقة الثانية فهي تهتم بتأثير دورية

البلورة على حركة الإلكترونات، حيث تكون هذه الطريقة أكثر قدرة على تزويدنا بأغلبية المعلومات التي نحتاجها عند تعمقنا في دراسة نظرية الحالة الصلبة الحديثة، ولكنها خارجة عن نطاق هذا الكتاب.

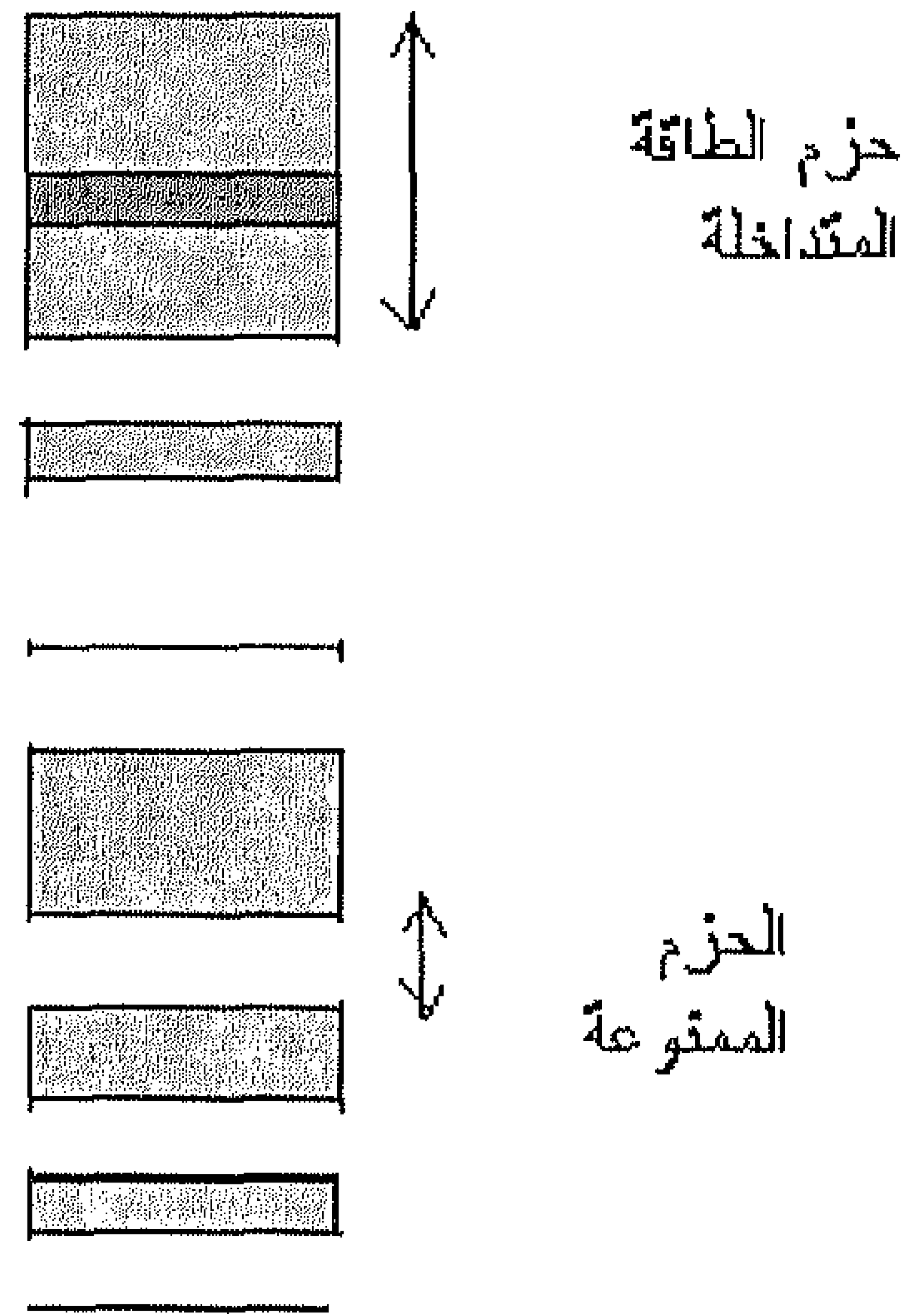
كأحد الأمثلة التوضيحية على نشأة حزم الطاقة سوف ندرس بلورة الصوديوم. شكل **(7.16)** يوضح العلاقة بين مستويات الطاقة والمسافة الفاصلة بين ذرات الصوديوم . نلاحظ من هذا الشكل أن المستوى 3S وهو أول مستوى شاغر في ذرة الصوديوم يبدأ في الاتساع عند اقتراب ذرات الصوديوم من بعض ليكون لنا حزمة الطاقة المسموح بها. أما المستوي 2P لا يبدأ في الاتساع إلا بعد اقتراب الذرات من بعض مسافات بينية صغيرة جدا. هذا التصرف يعكس لنا الترتيب الذي من خلاله تتفاعل الإلكترونات في مدارات الصوديوم عند اقترابها من بعض. نلاحظ أيضا من هذا الشكل أن متوسط الطاقة للحزم 3P، و3S تهبط أولا مما يدل على وجود قوة تجاذب. أما المسافة الحقيقية بين أنوية ذرات الصوديوم الصلب فهي موضحة بالخط المتقطع والذي يشير إلى الحالة التي تكون فيها متوسط الطاقة أقل ما يمكن.



شكل (7.16)

يوضح تحول مستويات الطاقة لذرات الصوديوم إلى حزم عند تقليل المسافة البينية بين ذرات الصوديوم

إن وجود حزم الطاقة في المواد الصلبة يماثل مستويات الطاقة في الذرات، أما طاقة الإلكترون في المواد الصلبة فإنها تقدر بموقعة داخل الحزم فقط. يمكن في بعض الحالات لحزم الطاقة بأن تتداخل مع بعض كما هو موضح في شكل (7.15) وفي هذه الحالة يصبح توزيع الطاقة المسموح بها مستمرًا، أي أن الإلكترون ينتقل بحرية داخل الحزم المتداخلة. من ناحية أخرى نجد أن الحزم في بعض أنواع الصلب غير متداخلة، وفي هذه الحالة فإن المسافات الفاصلة بين الحزم تمثل مناطق لا يتواجد فيها الإلكترون والتي تعرف بالحزم الممنوعة. حيث تعتمد الخواص الكهربية للمواد الصلبة البلورية على تركيب حزم الطاقة وكذلك على طريقة تعبئة هذه الحزم بالإلكترونات.



شكل (7.17)

يوضح هذا الشكل حزم الطاقة المتداخلة وكذلك الحزم الممنوعة

يعتبر مفهوم الطاقة لفرمي ومبدأ الاستبعاد لبولي التي سبق الإشارة إليهما مهمين جدا عند دراستنا لحزم الطاقة في المواد الصلبة. فتبعا لمبدأ الاستبعاد، فإن كل حالة مكماة لنظام من الإلكترونات يمكن شغرها بإلكترون واحد فقط. حيث لاحظنا سابقا

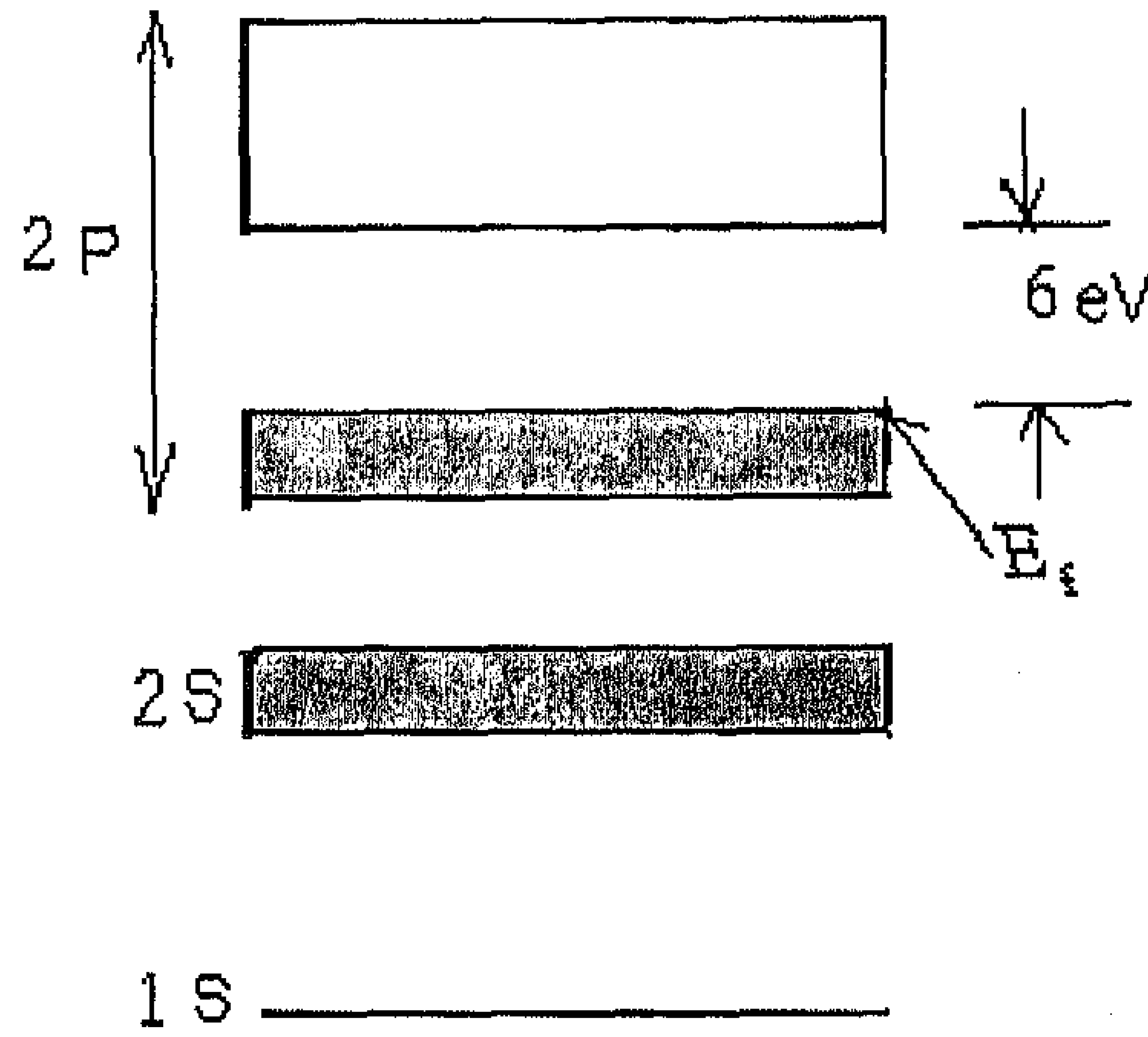
إنه عند T=0 فإن جميع الحالات إلى طاقة فرمي E_f ولا شيء بعد E_f سوف يكون شاغرا بالإلكترونات.

بينما عندما T>0 فإن الإلكترونات التي لديها طاقة أقل من E_f يمكن لها أن تنتقل إلى حالات أعلى من E_f، وفي هذه الحالة فإن موقع مستوى طاقة فرمي يكون في منتصف الحزمة والذي يوافق الحالة التي احتمالية أنها تكون شاغرة تساوي 50 في المائة كما هو الحال عند الصوديوم الذي مداره الخارجي 3S يحتوي على إلكترون واحد فقط.

عند وضع قطعة من الصوديوم الصلب في مجال كهربي، فإن الإلكترونات تكتسب بسهولة طاقة إضافية أثناء بقائها في الحزمة الأصلية. هذه الطاقة الإضافية هي عبارة عن طاقة حركة، وبالطبع فإن حركة هذه الإلكترونات تكون لنا تيارا كهربيا. ولهذا السبب فإن الصوديوم يعتبر موصلا جيدا للكهربية كما هو الحال في عديد من بلورات الصلب الأخرى والتي تكون فيها حزم الطاقة مملوءة جزئيا.

يوضح شكل (**7.18**) حزم الطاقة في مادة ألماس (Diamond)، حيث نلاحظ من هذا الشكل أن هناك حزمة مملوءة كليا بالإلكترونات والتي تعرف **بحزمة التكافؤ (the valence band**) ثم يلي هذه الحزمة حزمة فارغة والتي تعرف **بحزمة التوصيل (the conduction band**) ويفصل هاتين الحزمتين فجوة في الطاقة مقدارها 6eV. نجد في هذه الحالة أن مستوى الطاقة لفرمي E_f يقع أعلى حزمة التكافؤ، ولذلك فإنه يتطلب إضافة 6eV من الطاقة إلى إلكترونات ألماس لكي تنتقل إلى حزمة التوصيل وتبدأ في الحركة بسهولة، وهذا ليس بالسهل وذلك لأننا نعرف أنه عند درجة حرارة الغرفة فإن الطاقة الحرارية المتوفرة تكون KT=0.025eV فقط وهي غير كافية للتغلب على الفجوة التي طاقتها 6eV، في نفس الوقت فإننا لا نستطيع تزويد بلورة ألماس بطاقة قدرها 6eV عن طريق المجال الكهربي حيث يفقد الإلكترون طاقته نتيجة التصادم مع الشوائب في البلورة أو نتيجة عدم دورية البلورة. في الحقيقة أنه نحتاج إلى مجال كهربي أكبر من

$10^8 V/m$ لكي يكتسب الإلكترون طاقة قدرها 6eV خلال مسار حر قدره $5\times10^{-8} m$، والذي يعادل مليارات المرات المجال الذي نحتاجه لبدء تيار كهربي في الصوديوم، ولذلك نصنف ألماس من ضمن المواد العازلة .

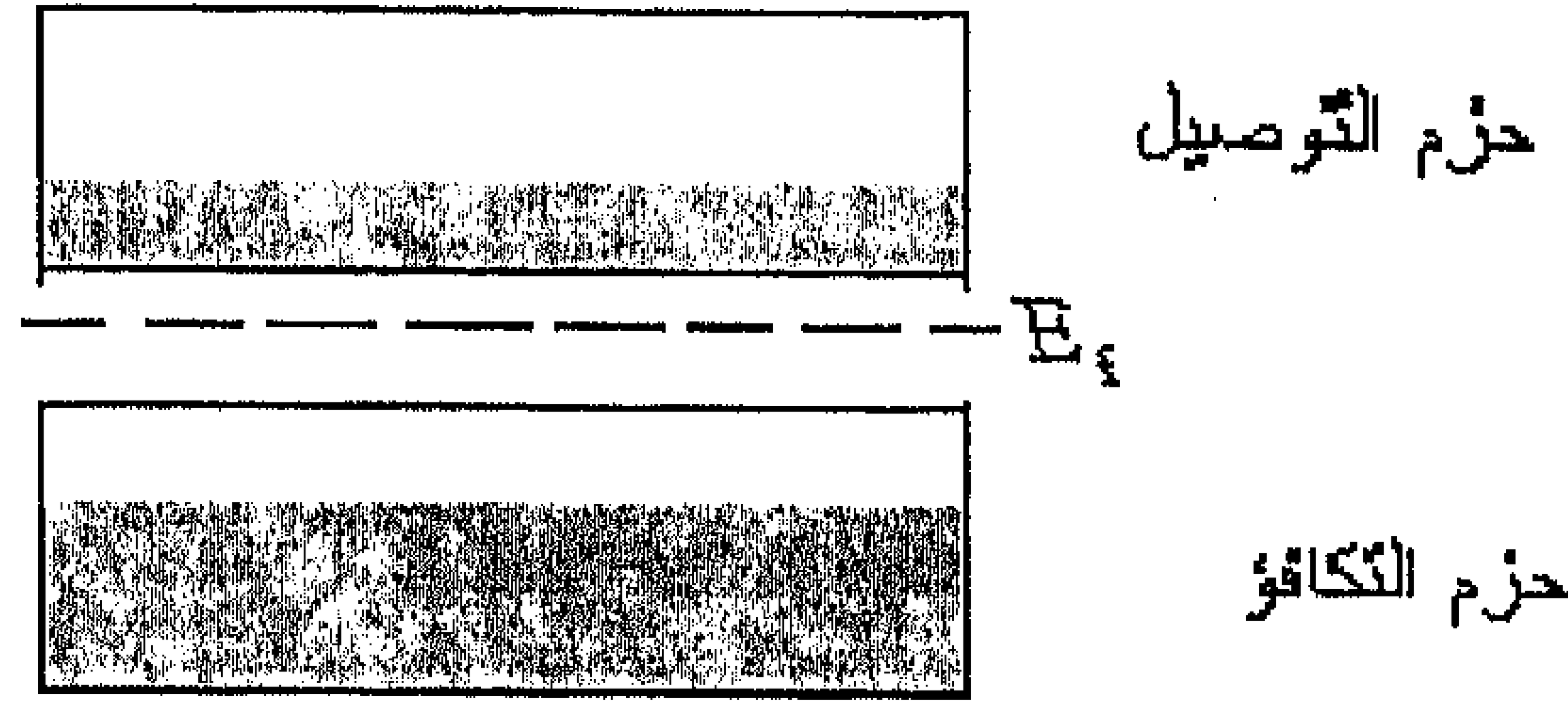


شكل (7.18)

يوضح حزم الطاقة في ألماس. لاحظ موقع مستوى الطاقة لفرمي على قمة الحزمة

يشبه التركيب البلوري لسليكون نظيرة ألماس، وكما هو الحال في ألماس هناك فجوة تفصل حزمة التكافؤ المملوءة عن حزمة التوصيل الفارغة، ولكن في حالة السليكون فإن أتساع طاقة الحزمة الممنوعة يساوي فقط 1.1eV، وبذلك يصبح السليكون عند درجات حرارة منخفضة أفضل في التوصيل منه في ألماس. وعند درجة حرارة الغرفة نجد عددًا قليلًا من الإلكترونات يكون لديها طاقة حرارية كافية لاجتياز الحزمة الممنوعة والوصول إلى حزمة التوصيل التي تقع فوقها. في هذا النوع من البلورات يقع مستوى الطاقة لفرمي عند منتصف الفجوة، وذلك لأن عدد الإلكترونات الموجودة في حزمة التوصيل يساوي عدد الإلكترونات المفقودة من حزمة التكافؤ كما هو موضح في شكل **(7.19)**. نتيجة لذلك فإن الإلكترونات الموجودة في حزمة التوصيل تكون كافية

للسماح بمرور تيار بسيط في وجود مجال كهربي. وإن المقاومة الكهربية لسليكون تكون وسطا بين الموصلات والعوازل، حيث يعرف هذا النوع من المواد بأشباه الموصلات semiconductor.



شكل (7.19)

يوضح هذا الشكل حزم التكافؤ وحزم التوصيل وموقع مستوى الطاقة لفرمي في أشباه الموصلات

- **الخواص البصرية للمواد الصلبة:**

هناك علاقة كبيرة بين الخواص البصرية للمواد الصلبة وتركيب حزم الطاقة، ولفهم هذه العلاقة نتعرف على تأثير الضوء عند سقوطه على المواد الصلبة المختلفة. تقدر طاقة فوتونات الضوء المنظور ما بين 1 إلى 3eV. حيث يتم امتصاص هذا المقدار من الطاقة عن طريق الإلكترونات الحرة في المعدن، وذلك لأن حزمة الطاقة المسموح بها تكون مملوءة جزئيا، ولهذا فإن المعدن يكون غير شفاف. أما خاصية اللمعان في المعادن فإنها ناتجة عن إعادة انبعاث الإشعاع الممتص عن طريق الإلكترونات الحرة، وإذا ما كان سطح المعدن ناعما فإن الإشعاع المنبعث يظهر وكأنه انعكاس للإشعاع الساقط.

من جهة أخرى فإن الإلكترونات في المواد العازلة تحتاج إلى طاقة أكبر من 3eV لكي تجتاز الحزمة الممنوعة إلى الحزمة الموصلة. ولهذا فإن المواد العازلة لا تستطيع امتصاص الضوء المنظور وتكون شفافة. بكل تأكيد ليس كل المواد العازلة شفافة

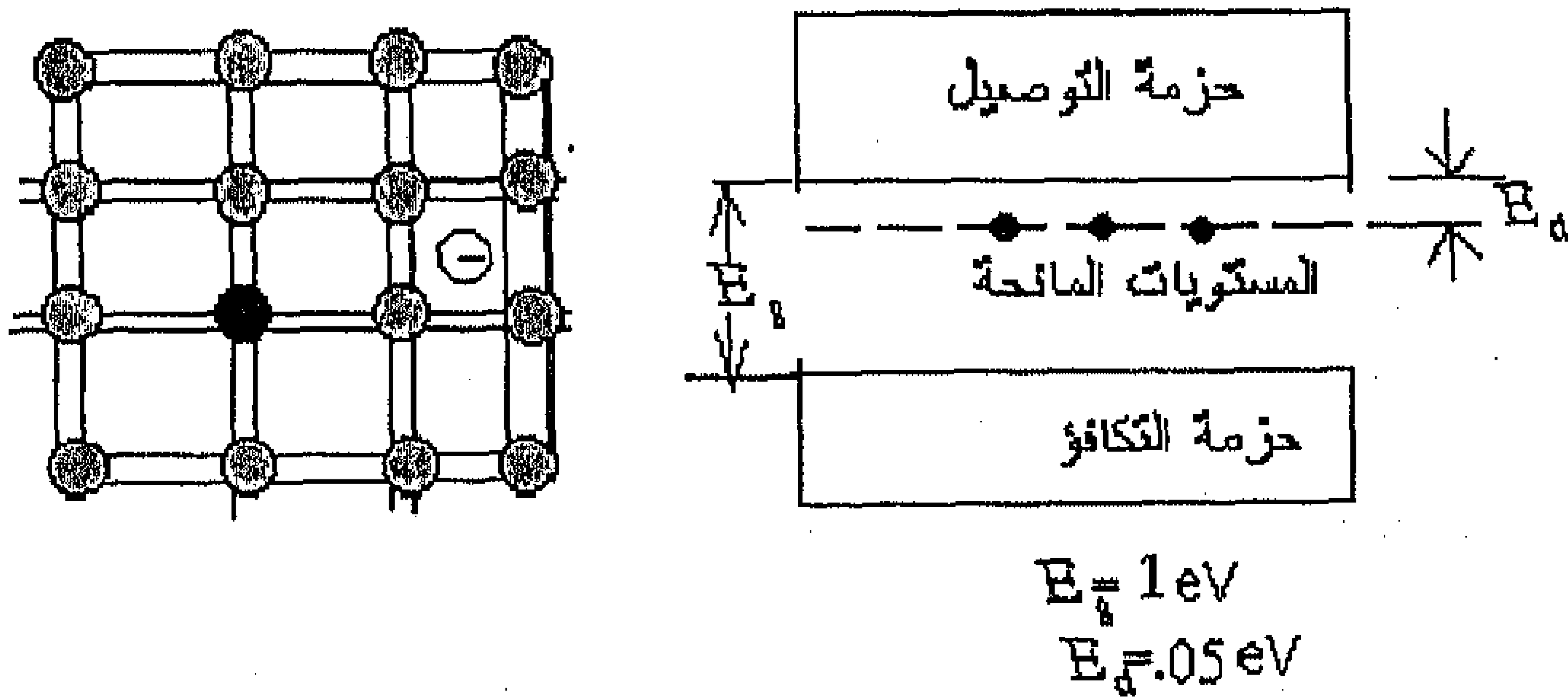
للضوء المنظور والسبب في ذلك يرجع إلى تشتت الضوء نتيجة التركيب غير المنتظم وكذلك وجود الشوائب. ولكن المواد العازلة تكون غير شفافة للأشعة فوق البنفسجية والتي ترددها العالٍ يعني أن طاقة الفوتونات تكون كافية للسماح للإلكترونات باجتياز الحزمة الممنوعة.

بما أن الحزمة الممنوعة في أشباه الموصلات قريبة من طاقة الفوتونات في الضوء المنظور، فإن أشباه الموصلات تكون غير شفافة لضوء المنظور وشفافة للأشعة دون الحمراء. لهذا يتم صناعة العدسات دون الحمراء من أشباه الموصلات مثل الجرمانيوم، والذي يكون مظهره في الضوء المنظور مثل المعدن.

7.6 الشوائب في أشباه الموصلات Impurity in semiconductors

يمكن إحداث تغيرات كبيرة في المقاومية لأشباه الموصلات وذلك عن طريق إضافة كمية بسيطة جدا (آثار traceses) من الشوائب. فمثلا عند إضافة عدد بسيط من ذرات الزرنيخ Arsenic ($4s^2 3p^3$) لتحل محل ذرات السليكون ($3s^2 3p^2$)، فإن الإلكترونات الأربعة من الزرنيخ تشارك في الرابطة التساهمية مع تلك المجاورة من السليكون، أما الإلكترون الخامس المتبقي من الزرنيخ فإنه يحتاج إلى طاقة بسيطة حيث تقدر بـ (0.05eV) في حالة السليكون، و(0.01eV) في حالة الجرمانيوم لفصله عن الذرة ومن ثم تحركه بحرية داخل البلورة. كما هو موضح في شكل (**7.20**). إن وجود شوائب الزرنيخ في بلورة السليكون سوف ينتج عنها تكون مستويات لطاقة أسفل بقليل من حزمة التوصيل، وتعرف **بالمستويات المانحة Donor levels** وهو ما يعرف **بأشباه الموصلات السالبة n-type semiconductors**، وذلك لأن الشحنات السالبة الحمالة (carrier) هي المسئولة على مرور التيار فيها. وإن وجود المستويات المانحة أسفل حزمة التوصيل ترفع مستوى فرمي إلى أعلى من منتصف الفجوة الواقعة بين حزمة التكافؤ وحزمة التوصيل.

شكل (7.20) (a) يوضح وجود الذرة المانحة في شبه الموصل (b) يوضح موقع المستويات المانحة بين حزم الطاقة من ناحية أخري عند إضافة بعض من ذرات الغاليوم Gallium $4s^2 4p$ إلى السليكون ($3s^2 3p^2$) فإنه يحدث تأثيرا مختلفا، حيث يؤدي إلى وجود مستويات قابلة **acceptor levels** تعرف بالثقوب أو الفجوات الموجبة في البلورة وذلك بالقرب من حزمة التكافؤ. ولذلك فإن الإلكترون يحتاج إلى طاقة بسيطة لكي ينتقل من حزمة التكافؤ إلى هذه الثقوب مخلفا وراءه ثقوب جديده في موضعه السابق. وعند وضع بلورة السليكون التي تحتوي على شوائب الغاليوم في مجال كهربي، فإن الإلكترونات سوف تتحرك في اتجاه الأنود عن طريق ملئ الفجوات. حيث يعرف هذا النوع من أشباه الموصلات **بالنوع الموجب p-type**. في هذا النوع من أشباه الموصلات يتم تمثيل التيار فيه عن طريق الثقوب الموجبة والتي تتصرف وكأنها شحنات موجبة، وذلك لأنها تتحرك في اتجاه القطب السالب (بعض المعادن مثل الخارصين Zinc يتم توصيل التيار فيها عن طريق حركة الثقوب الموجبة).



شكل (7.20)

(a) **يوضح وجود الذرة المانحة في شبه الموصل**

(b) **يوضح موقع المستويات المانحة بين حزم الطاقة.**

تعرف عملية إضافة الشوائب إلى أشباه الموصلات بعملية (doping)، فمثلا الفسفور، وأنتيمون، والبزموت، وكذلك الزرنيخ جميعها يحتوي على خمسة إلكترونات

تكافؤ، ولذلك عند استخدامها كشوائب مع السليكون أو الجرمانيوم سوف تنتج لنا شبه موصل نوع سالب (n-type). وبالمثل فإن الفنديوم، والتلوريوم، وكذلك الغاليوم لديها ثلاثة إلكترونات تكافؤ وبذلك يمكن استخدامها كشوائب قابلة أي نوع - موجب (P-type). وإن كمية بسيطة جدا من هذه الشوائب يمكن أن تحدث تغيرًا جذريًا في موصلية أشباه الموصلات. كمثال على ذلك فإن جزءًا واحدًا من الشوائب المانحة في كل 10^9 جزء من الجرمانيوم سوف يزيد من موصليته بمقدار 10^3 مرة. في الحقيقة ليس السليكون أو الجرمانيوم أشباه الموصلات الوحيدة التي تدخل في التطبيقات، ولكن هناك صنف آخر من أشباه الموصلات والتي هي عبارة عن مركبات من عناصر المجموعة الثالثة (III) والخامسة (V) حسب الجدول الموضح وهي GaAs،GaP،InSb،InP، أو المجموعة الثانية (II) والمجموعة السادسة (IV) وهي CdSe،CdS،CdTe،ZnS.

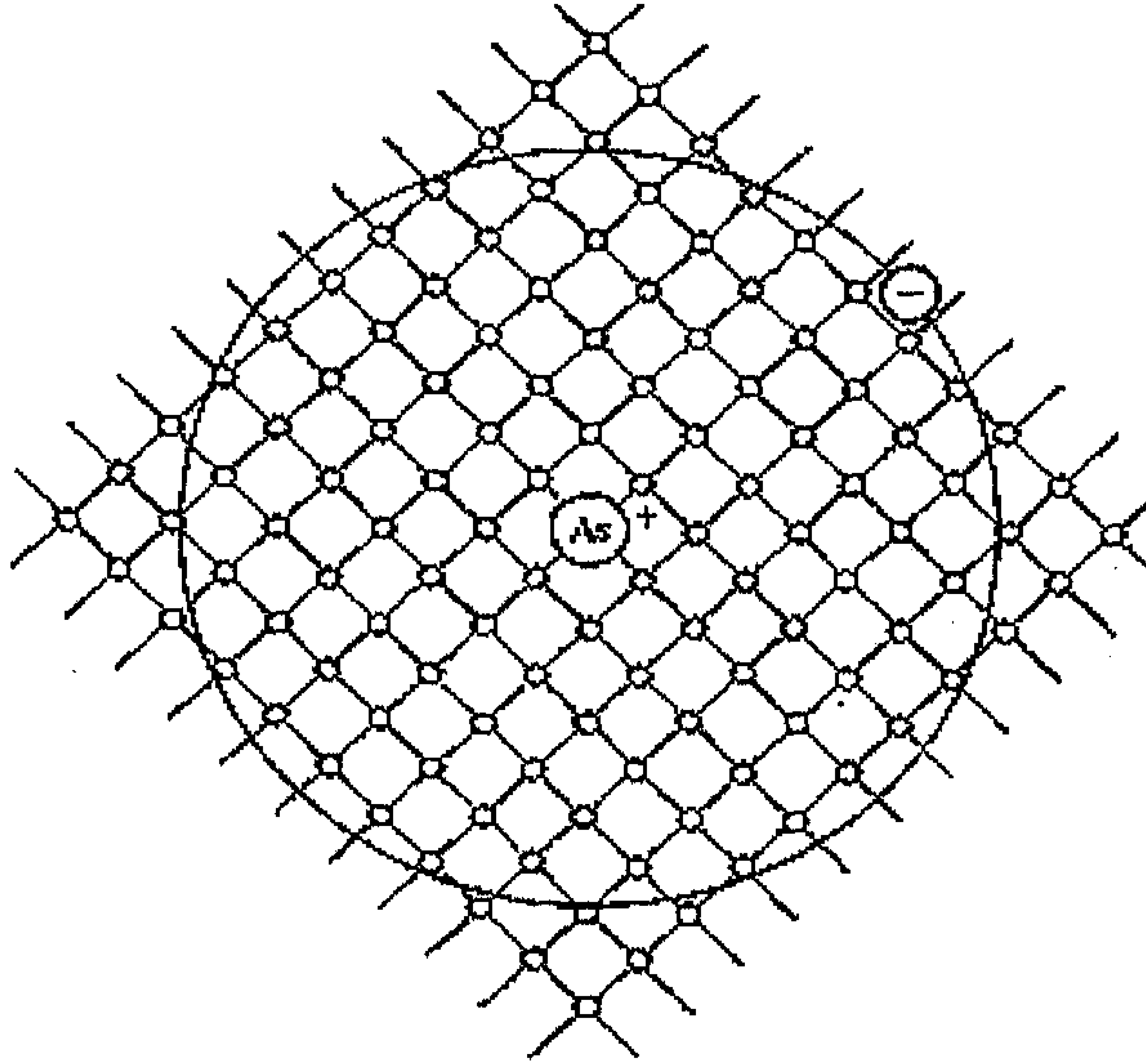
جدول يوضح أغلبية العناصر الداخلة في تركيب أشباه الموصلات

II	III	IV	V	VI
	B	C		
	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te
		Pb	Bi	

7.7 طاقة الترابط لشوائب Binding Energy of Impurity

يمكن افتراض ذرات الشوائب عند درجات حرارة عادية ثابتة في شبيكة شبه الموصل، حيث تعتبر الشائبة المانحة (donor) أيون موجب يربطها بالإلكترون الإضافي رابطة ضعيفة، بينما في حالة الشوائب القابلة (acceptors) فهي أيونات سالبة والتي يربطها بالثقب الموجب رابطة ضعيفة كذلك. والآن نحاول التعرف على طبيعة

هذه الرابطة. من الواضح أن هذه الرابطة ضعيفة وذلك لأنه أثناء درجات الحرارة المنخفضة فإن الطاقة الحرارية تكون كافية لإحداث زيادة هائلة في كثافة الشحنات المسئولة على التيار (الحاملة carrier).



شكل (7.21)

يوضح مدار الشحنة الحمالة عند إضافة ذرة الزرنيخ كشائبة إلى السليكون أو الجرمانيوم

لحساب طاقة الترابط وكذلك نصف قطر المدار، فإننا سوف نستخدم نموذج بوهر البسيط، حيث نتخيل أن الحاملة (carrier) تدور حول مركز الشائبة وهو مدار بوهر الكبير، كما هو موضح في شكل (**7.21**). حيث نصف قطر هذا المدار يصل من 10 إلى 100 مسافة ذرية. يمكن معاملة هذه المسألة عن طريق ميكانيكا الكم، ولكن باستخدام نموذج بوهر البسيط سوف نحصل على نتائج مرضية كما سوف نشاهد .باستخدام إحدى معادلات بوهر وهي :

$$\frac{m^* v^2}{r} = \frac{Ke^2}{\kappa r^2} \quad \text{.......} \quad \textbf{(7.28)}$$

اقترح في هذه المعدلة ثابت العازل κ للأخذ في الحسبان حجب قوة كولوم (Coulomb screening force)، أما m^* فهي الكتلة التأثيرية والناتجة عن وجود دورية الجهد في البلورة. وباستخدام شرط العزم الزاوي لبوهر:

$$L = m^* v r = n\hbar \quad \text{..........} \quad (7.29)$$

وبذلك يمكن كتابة نصف قطر مدار الحاملة :

$$r_n = \frac{\kappa n^2 \hbar^2}{K m^* e^2} = \kappa n^2 a_0 (\frac{m}{m^*}) \quad \text{..........} \quad (7.30)$$

حيث a_0 هو نصف قطر بوهر للهيدروجين، وبذلك فإن نصف قطر الحالة الدنيا n=1 يساوي نصف قطر بوهر في $\kappa n^2 (\frac{m}{m^*})$. فمثلاً في حالة الجرمانيوم فإن κ تساوي 16، و m^* تساوي 0.25 من كتلة الإلكترون m، وبالتعويض في معادلة (**7.30**) نحصل على نصف قطر الحالة الدنيا 34 أنجسترم، والتي تعادل من 10 إلى 20 مسافة ذرية. والآن نحسب طاقة الترابط باستخدام معادلة الطاقة الكلية:

$$\begin{aligned} E &= T + U = \frac{1}{2} m^* v^2 - \frac{K e^2}{\kappa r} \\ &= \frac{K e^2}{2\kappa r} - \frac{K e^2}{\kappa r} = -\frac{K e^2}{2\kappa r} \end{aligned} \quad \text{..........} \quad (7.31)$$

وبذلك فإن طاقة الحالة الدنيا n=1 هي :

$$E = -\frac{K e^2}{2\kappa^2 a_0} (\frac{m^*}{m}) = \frac{E_0}{\kappa^2} (\frac{m^*}{m}) \quad \text{..........} \quad (7.32)$$

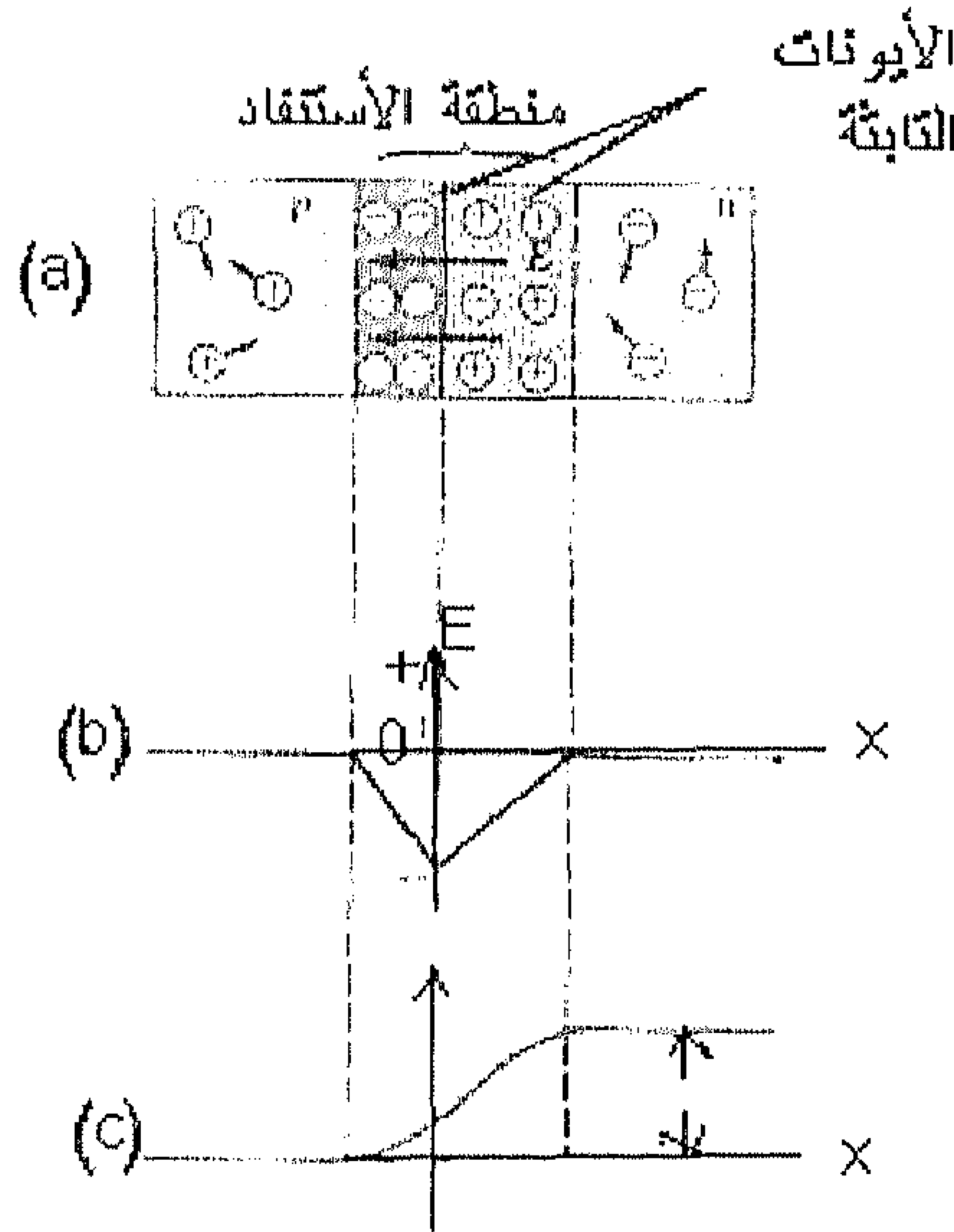
حيث E_0 هي طاقة التأين للهيدروجين، وباستخدام المعلومات السابقة بالنسبة لجرمانيوم فإن الطاقة الدنيا $E \approx 10^{-3} E_0 \approx 0.01 eV$. من المعلوم أن الطاقة الحرارية عند درجة حرارة الغرفة هي KT=0.025eV وهي أكبر من طاقة الترابط. وبذلك نفهم لماذا هذه الحالات يتم تأينها عند درجات حرارة عادية. وإن كلمة التأين هذه تشمل

(1) نقل الإلكترونات من المستوي المانح إلى حزمة التوصيل (2) نقل الإلكترونات من حزمة التكافؤ إلى الحالات القابلة، تاركة ثقوبًا في حزمة التكافؤ.

7.8 أجهزة أشباه الموصلات Semiconductor Devices

• وصلة (م ـ س) The p-n Junction

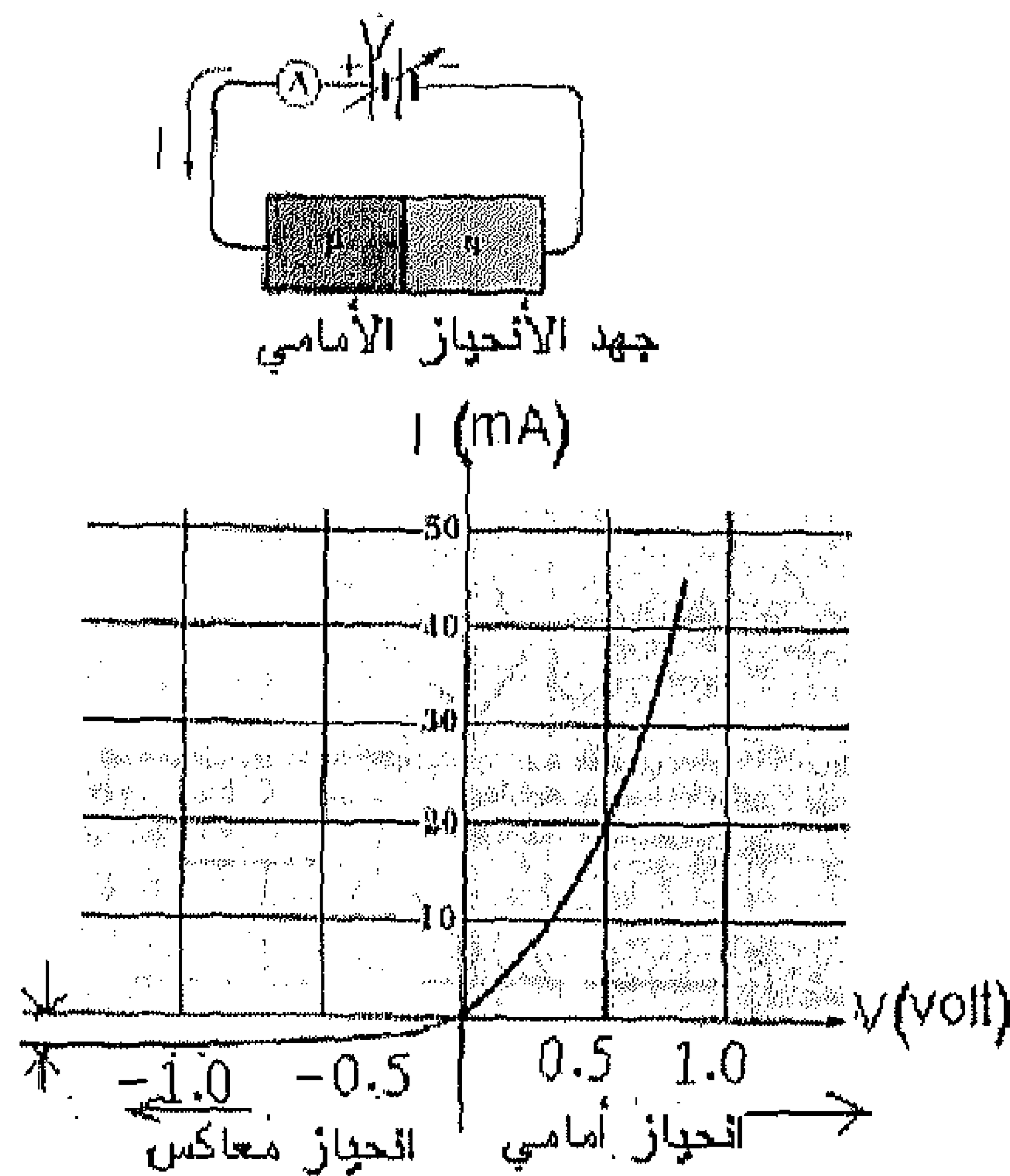
والآن دعنا نفهم ماذا يحدث عند توصيل نوع ـ موجب (p-type) مع نوع ـ سالب (n-type) لتكوين ما يعرف بوصلة م ـ س (p-n junction). تحتوى هذه الوصلة على ثلاث مناطق مميزة من أشباه الموصلات موضحة في شكل (7.22). وهي منطقة p-type، ومنطقة الاستنفاد depletion region، ومنطقة n-type.



شكل (7.22)

يوضح (a) التركيب الطبيعي لوصلة p-n.
(b) المجال الكهربي في الوصلة.
(c) الجهد المتكون في الوصلة.

يمكن تصور منطقة الاستنفاد بأنها ناتجة عن توصيل نوعين من أشباه الموصلات مع بعض، حيث الإلكترونات الممنوحة تتحرك في اتجاه الجانب الموجب من الوصلة تاركة خلفها الأيونات الموجبة الثابتة (وعلى العكس من ذلك فإن الفجوات الموجبة holes تنتشر في اتجاه الجانب السالب تاركة خلفها أيونات سالبة غير متحركة كذلك). فهذه المنطقة التي تمتد عدة ميكرونات من نقطة الالتحام تعرف بمنطقة الاستنفاد depletion region، وذلك لأنها استنفدت من الشحنات الحاملة المتحركة. نتيجة ذلك يتكون في هذه المنطقة أيضا مجال كهربي حيث تصل قيمته من 10^4 إلى $10^6 V/m$ والذي يعمل على سحب الشحنات المتحركة خارج هذه المنطقة للمحافظة على استنفادها من الشحنات كما هو موضح في شكل (**7.22b**). ونتيجة لهذا المجال يتم بناء جهد قدره V_0 شكل (**7.22c**) والذي يمانع استمرار انتشار الشحنات المتحركة (الإلكترونات، والفجوات الموجبة) عبر الوصلة، وأيضا لتأمين عدم مرور تيار كهربي عبر الوصلة في حالة عدم وجود جهد خارجي.



شكل (7.23)

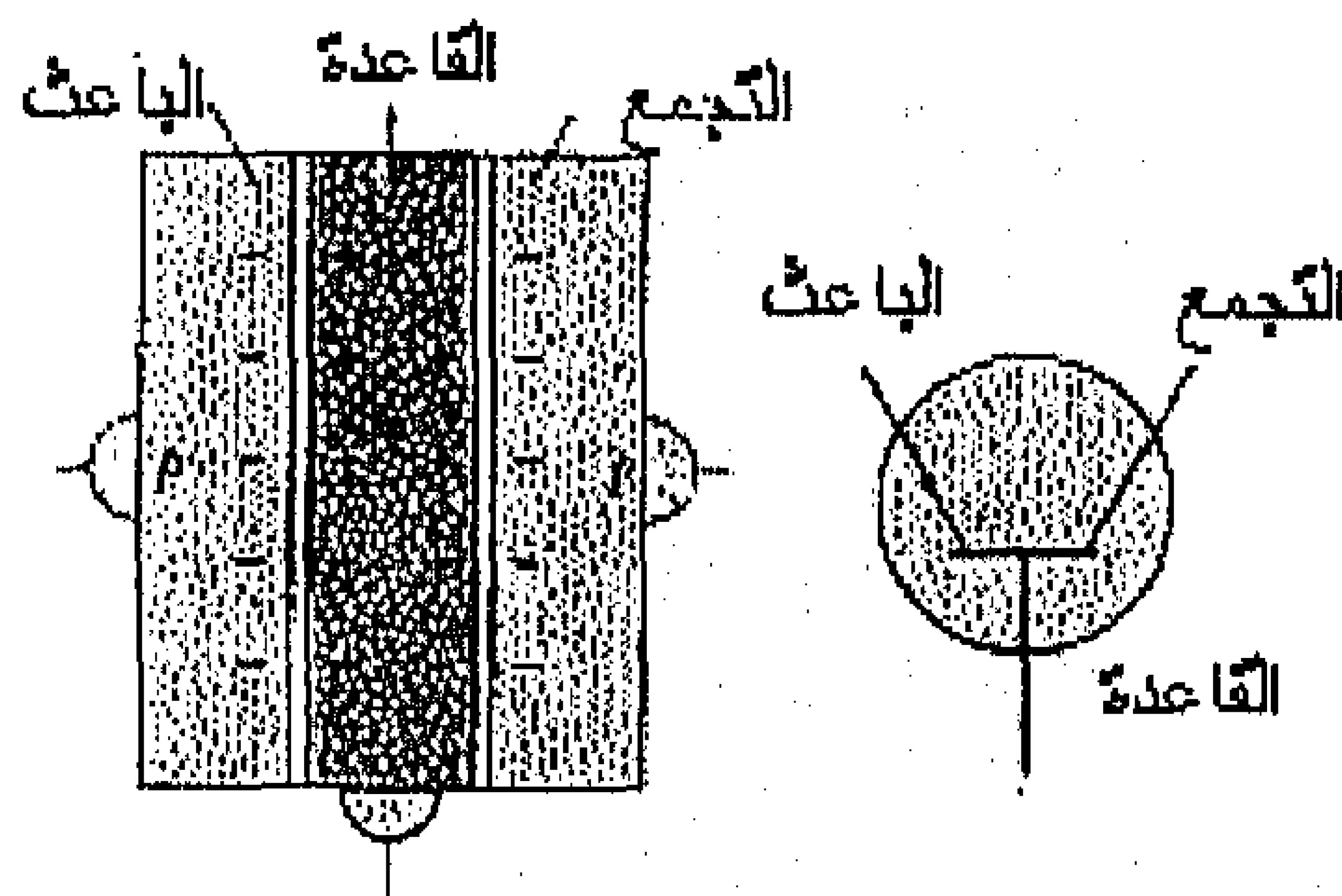
يوضح خواص منحنى الصمام الثنائي

ربما من أهم خواص وصلة p-n هي قدرتها على السماح بمرور التيار في اتجاه واحد فقط، والتي تعرف بخاصية الصمام الثنائي. فيمكن فهم عمل هذه الوصلة من خلال علاقة الجهد الموضحة في شكل (7.22c). فعند توصيل الجهد الموجب إلى الجانب الموجب من الوصلة، فإن جهد الحائل سوف يقل مما يؤدي إلى زيادة آسية في التيار بزيادة الجهد الأمامي forward أو الانحياز bias، وفي حالة عكس الانحياز (بحيث الجهد الموجب الخارجي يتم توصيله إلى الجانب السالب من الوصلة)، فإن جهد الحائل سوف يزداد بحيث يسمح لمرور تيار معاكس صغير جدا والذي يصل بسرعة إلى درجة التشبع I_0 بزيادة جهد الانحياز المعاكس. ويمكن كتابة علاقة الجهد-والتيار لصمام الثنائي المثالي كالآتي:

$$I = I_0(e^{eV/KT} - 1) \qquad (7.33)$$

حيث e هي شحنة الإلكترون، K ثابت بولتزمان، T درجة الحرارة المطلقة.

يوضح شكل (7.23) رسمًا لعلاقة التيار مع الجهد I-V لصمام الثنائي الحقيقي، مع رسم تخطيطي لصمام الثنائي في اتجاه الأمامي المنحاز forward bias .



شكل (7.24)

يوضح (a) تركيب ترانزستور نوع pnp (b) التمثيل الرمزي pnp في الدائرة الكهربية

● **وصلة الترانزستور The Junction Transistor**

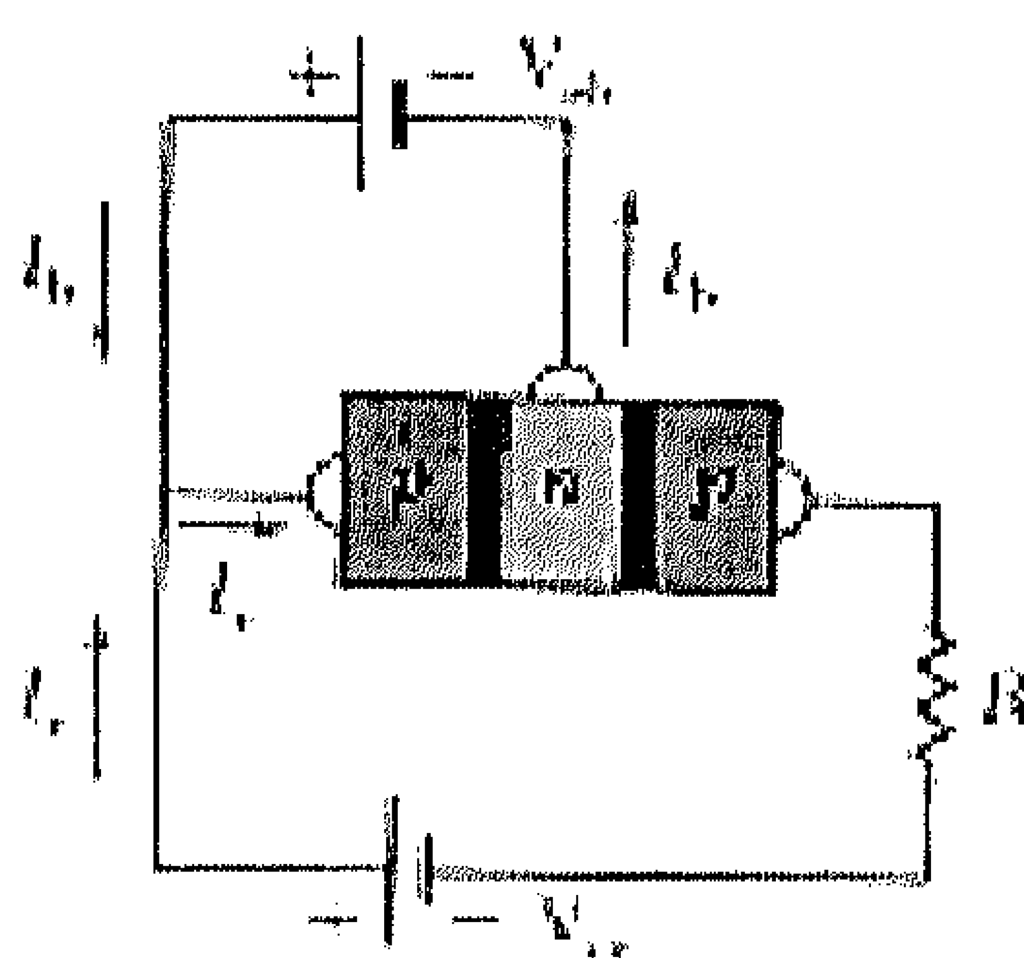
لقد تم اكتشاف الترانزستور من قبل كل من جون باردين John Bardeen، و لتر برتن Walter Brattain، وليم شوكلي William Shockley وذلك في سنة 1948، والذي أحدث ثورة في عالم الإلكترونات، حيث نال كل من العلماء الثلاثة جائزة نوبل سنة 1956. وبحلول سنة 1960 حل الترانزستور محل العديد من الأنابيب المفرغة في العديد من التطبيقات الإلكترونية. إن اكتشاف الترانزستور خلق صناعة تدر المليارات من الدولارات والتي تنتج العديد من الأجهزة المعروفة مثل مذياع الجيب، والآلة الحاسبة، والكمبيوتر، ومستقبل التلفاز، والألعاب الإلكترونية .....

تتكون وصلة الترانزستور من مادة أشباه الموصلات، حيث تتوسط منطقة ضيقة جدا نوع سالب n بين منطقتين نوع موجب p. يعرف هذا النوع من الترانزستور نوع (م س م) (pnp transistor). تشكيلة أخرى تعرف بالترانزستور (س م س) (npn transistor)، وهي تتكون من منطقة موجبة p محصورة بين منطقتين سالبتين n. بما أن عمل كلا الترانزستورين في الأساس واحد فإننا سوف نتناول النوع (pnp) فقط.

يوضح شكل (**7.24**) تركيب الترانزستور نوع pnp مع التمثيل الرمزي له في الدوائر الكهربية. تعرف المنطقتان الخارجتان للترانزستور بالباعث (E) emitter، والتجمع (C) collector، أما المنطقة الضيقة الوسطى بالقاعدة bais. أي أن الشكل يحتوي على وصلتين الأولى بين الباعث والقاعدة أما الثانية فهي بين القاعدة والتجمع نفرض الآن أنه قد تم توصيل الترانزستور لفرق جهد بحيث كان جهد الباعث E أعلى من جهد التجمع C (يتم ذلك عن طريق توصيل عمود كهربي (V_{ec}) كما هو موضح في شكل (**7.25**). لكي نستوعب عمل الترانزستور، فإننا نتخيل أن الترانزستور عبارة عن صمامين ثنائيين متصلين مع بعض من الخلف، أي أن وصلة الباعث - والقاعدة في اتجاه الأمام forward بينما القاعدة - والتجمع في اتجاه المعاكس. إذا كان الباعث نوع -

موجب (p-type) فإن نسبة تركيز الفجوات الموجبة في الباعث أكبر منه في القاعدة، ولذلك فإن التيار في هذه الحالة عبارة عن حركة الفجوات عبر وصلة الباعث - والقاعدة. ونتيجة لضيق القاعدة فإن معظم هذه الفجوات لا يتم اتحادها بالإلكترونات السالبة في القاعدة وبذلك يتكون تيار I_c عبر الوصلة، شكل **(7.25)** يوضح ذلك. في الحقيقة جزء بسيط من الفجوات الموجبة يتم اتحادها مع الإلكترونات في القاعدة مما يسبب في تقليل بسيط من قيمة التيار المار، وذلك لأن الشحنات الموجبة سوف تتجمع في القاعدة وتمنع الفجوات من الانتقال في هذه المنطقة. لكي نمنع ذلك من الحدوث (أي من تقليل التيار)، فإنه يتطلب منا سحب بعض هذه الشحنات الموجبة، حيث يتم ذلك عن طريق توصيل القاعدة بعمود كهربي ثاني V_{eb} كما هو مبين في شكل **(7.25)**. رغم أن قيمة هذا التيار I_b صغيرة ولكن أي تغير بسيط فيه سوف يحدث تغيرًا واضحًا في تيار التجمع I_c. وإذا ما ضبطت عملية التحيز في الترنزستور، فإن تيار التجمع (الخارج) سوف يتناسب طرديًا مع تيار القاعدة (الداخل) وفي هذه الحالة فإن الترانزستور سوف يعمل عمل مضخم للتيار أي أن:

$$I_c = \beta I_b$$



شكل (7.25)

يوضح عمل الرانزستور كمكبر

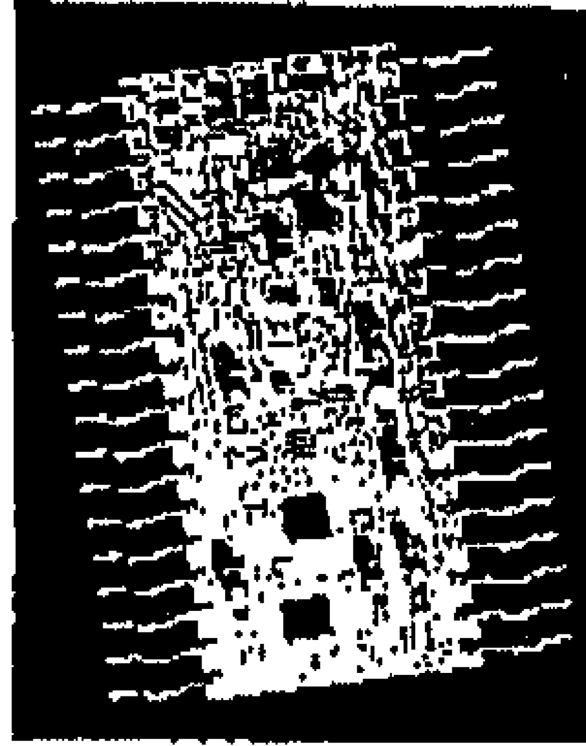
حيث β هي الكسب في التيار والتي في العادة من 10 إلى 100. وبذلك يمكن استخدام الترانزستور كمضخم للإشارات الصغيرة، حيث الجهد الصغير المراد تضخيمه يتم توصيله على التوالي مع العمود V_{eb}. فالإشارة الداخلة والتي تعتمد على الزمن تنتج تغيرًا بسيطًا في تيار القاعدة مما يؤدي إلى تغير كبير في تيار التجمع ومن ثم تغير كبير في جهد المقاومة الخارجية.

- **الدوائر المتكاملة Integrated Circuits (I.C)**

لقد تم اكتشاف الدائرة المتكاملة من طرف كل من جاك كبلي Jack Kibly، وربورت نويس Robert Noyce ولكن كل على حده، وذلك سنة 1959 حيث سميت في ذلك الوقت "أروع تقنية توصلت إليها البشرية" (the most remarkable technology ever to hit mankind). بالفعل فإن I.C. بدأت عصر جديد في الصناعة حيث نجدها بمثابة القلب لكل من الكمبيوتر، والساعات، والكاميرات، والسيارات، والطائرات، ومركبات الفضاء، وجميع أنواع شبكات الاتصال وما إلى ذلك من الأجهزة المهمة في حياتنا العصرية. **فماذا نعني بالدائرة المتكاملة ومم تتكون؟** نحاول فيما يلي الإجابة عن هذا السؤال.

تتكون الدوائر المتكاملة من مجموعة من الترانزستورات، والصمامات، والمقاومات، والمكثفات الموصلة داخليا والمثبتة على علبة شكل (7.26). إن كلمة (Integrated) متكاملة لا تعني مدلولها الرياضي وهو حاصل جمع ما لانهاية من الحدود الصغيرة جدا، ولكن المقصود بها هو أن جميع الترانزستورات والصمامات والمقاومات التي تتكون منها الدائرة المتكاملة (I.C.) في الأصل عبارة عن قطعة صغيرة واحدة من مادة أشباه الموصلات والتي تسمى بالشدرة (Chip) أو (Die). ونتيجة لصغر حجم الدائرة المتكاملة (والتي تحتوي على مئات آلاف من المكونات)، فإن تطبيقاتها تكون محصورة عند القدرات المنخفضة (Low power)، ولكن صغر حجم الدائرة المتكاملة يساعدها

على العمل في الترددات العالية نتيجة لما يعرف بـ (Shunt Capacitance) والذي يعني السعة بين الإشارة المارة في السلك والهيكل المعدني وكذلك حلقات الحث المتوالية (Series Inductance) الناتجة من الأطراف القصيرة الموجودة بين العناصر المكونة لدائرة المتكاملة.



شكل (7.26)

يوضح أحد أنواع I.C.

الملخص

- **الروابط الأيونية:** تكون بعض الجزيئات روابط أيونية وذلك نتيجة قوة التجاذب الكهربي بين الأيونات الموجبة والأيونات السالبة. مثال على ذلك كلوريد الصوديوم (NaCl).
- **الروابط التساهمية:** تتكون الرابطة التساهمية في الجزيئات عن طريق مساهمة إلكترونات التكافؤ لذراتها. مثال على ذلك اشتراك إلكتروني جزيء الهيدروجين H_2 بالتساوي بين نواتي الهيدروجين.
- **الرابطة الهيدروجينية:** يمثل هذا النوع من الروابط تجاذب أيونين سالبين بواسطة بروتون ذرة الهيدروجين.
- **روابط فاندروال:** وهي رابطة كهروستاتيكية ضعيفة بين الذرات والتي لا تعتبر رابطة أيونية أو تساهمية.
- **قوة التجاذب بين شحنتين :**

$$F = K\frac{q_1q_2}{r^2}$$

حيث K ثابت وقيمته $8.9875x10^9\ N.m^2/c^2$

- **طاقة الوضع :**

$$\Delta U = -\int F dr$$

تتكون طاقة الجزيء في الغازات من الطاقات التالية، طاقة التفاعل الكهروستاتيكي، الطاقة الانتقالية للجزيء، والطاقة الدورانية، والطاقة الاهتزازية. أما القيم المسموح بها لطاقة الدورانية

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2I}J(J+1) \quad J = 0,1,2,3,.... \qquad (7.5)$$

• القيم المسموح بها لطاقة الاهتزاز:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) \quad J = 0,1,2,3,....$$

عدد الحالات المسموح بها لوحدة الحجم للإلكترونات التوصيل والتي لديها طاقة بين E ، E+dE

$$N(E)dE = \frac{CE^{1/2}}{e^{(E-E_f)/KT}+1} dE \quad .... \quad (7.21)$$

• طاقة فرمي للمعدن عند T=0K :

$$E_f = \frac{h^2}{2m} (\frac{3n}{8\pi})^{2/3} \quad .... \quad (7.24)$$

• نصف قطر مدار الشحنة الحمالة لشوائب في أشباه الموصلات:

$$r_n = \frac{\kappa n^2 \hbar^2}{Km^* e^2} = \kappa n^2 a_0 (\frac{m}{m^*}) \quad .... \quad (7.31)$$

• طاقة الترابط الحالة الدنيا لشوائب:

$$E = -\frac{Ke^2}{2\kappa^2 a_0} (\frac{m^*}{m}) = \frac{E_0}{\kappa^2} (\frac{m^*}{m}) \quad .... \quad (7.32)$$

مسائل الباب السابع

7.1 إذا كانت المسافة الفاصلة بين أيون البوتاسيوم K^+ وأيون الكلور Cl^- في جزيء KCl هي $2.8x10^{-10}m$. وإذا ما افترضنا أن الأيونين عبارة عن نقاط شحنة (a) احسب قوة التجاذب بين الأيونين (b) احسب طاقة الوضع التجاذبية بوحدات eV.

7.2 من مميزات طاقة دوران هي $E_{rot}=\frac{h^2}{2I}$ بالنسبة KCl وتساوي $1.43x10^{-5}eV$. (a) احسب الكتلة المختزلة لجزيء KCl. (b) احسب المسافة الفاصلة بين أيون البوتاسيوم K^+ وأيون الكلور Cl^- في جزيء KCl وقارنها بالمسألة السابقة.

7.3 إن الصيغة المقبولة لوصف طاقة الوضع بين ذرتين في الجزيء والتي تعرف بجهد لنارد-جون Lenard-Jones potential هي $U=\frac{A}{r^{12}}-\frac{B}{r^6}$ حيث A، وB ثوابت

(a) أوجد قيمة r_0 بدلالة A، وB والذي تكون عنده الطاقة أقل ما يمكن

(b) ما هي قيمة الطاقة E اللازمة بدلالة A، وB لفصل الجزيء الثنائي الذرة؟

(c) احسب قيمة r_0 بوحدات m والطاقة E بوحدات eV بالنسبة لجزيء الهيدروجين H_2. استخدم القيم التالية $A=0.124x10^{-120}eV.m^{12}$، و $B=1.488x10^{-60}eV.m^6$.

7.4 استخدم المعلومات من جدول (7.2) لحساب الكتلة المختزلة لجزيء NO. ثم بعد ذلك احسب قيمة μ باستخدام معادلة (7.8). قارن بين النتيجتين.

7.5 (a) احسب الكتلة المختزلة μ لجزيء كل من $H^{35}Cl$ و $H^{37}Cl$ وفرق النسبة $\frac{\Delta\mu}{\mu}$.

(b) اثبت أن الخليط من هذا النظير في HCl سوف ينتج عنه فرق النسبة في تردد الانتقال من أحد حالات الدوران إلى الأخرى والذي يساوي $\frac{\Delta f}{f}=\frac{\Delta\mu}{\mu}$.

7.6 استخدم المعلومات من جدول (7.2) لحساب أقل سعة اهتزاز A لكل من (a) جزيئ HI و (b) جزيء HF. أي الجزيئين لديه رابطة أضعف؟

7.7 ينتقل جزيء CO من J=1 إلى J=2 في حالة الدوران، وذلك عند امتصاصه لفوتن تردده $2.30x10^{11}\,Hz$. احسب عزم القصور الذاتي I لجزيء CO.

7.8 إذا كانت طول رابطة جزيء HF تساوي 0.92nm. (a) احسب الكتلة المختزلة μ لهذا الجزيء. (b) احسب عزم القصور الذاتي I للجزيء HF.

7.9 إذا تم تهيج جزيء HCl إلى أول مستوى طاقة دوراني أي J=1. وإذا كانت المسافة الفاصلة بين الأنوية هي 0.1275nm. احسب سرعة الزاوية للجزيء حول مركز ثقله.

7.10 إذا كانت المسافة بين بروتونات جزيء الهيدروجين H_2 تساوي $r = 0.75x10^{-10}m$. (a) احسب طاقة أول مستوى دوراني J=1، و (b) طول موجة الإشعاع المنبعث الناتج عن الانتقال من J=1 إلى J=0.

7.11 ثابت القوى لجزيء HCl المهتز يساوي K=480N/m. قدر الفرق في الطاقة بين الطاقة الدنيا وأول مستوى اهتزاز.

7.12 إذا كانت المسافة الفاصلة بين الذرات في جزيء الأكسجين O_2 تساوي $1.2x10^{-10}m$. وبمعاملة ذرات الأكسجين كجسيمات، احسب القيم المسموح بها لطاقة الدورانية عندما J=1، وكذلك عندما J=2.

7.13 باستخدام معادلة (7.16)، احسب طاقة التماسك الأيونية لبلورة NaCl افرض أن $\alpha = 1.7476$ ، و $r_0 = 0.281nm$ ، والثابت n=8 .

7.14 نفرض لدينا سلسلة في بعد واحد تتكون من أيونات موجبة وسالبة بالتبادل. برهن على أن طاقة الوضع للأيون موجودة في هذه البلورة الافتراضية يساوي $U(r) = -K\alpha\frac{e^2}{r}$ حيث $\alpha = 2\ln 2$ ويعرف بثابت مادلينق Madelung constant (استخدم العلاقة ..... $\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} -$).

7.15 إذا كانت طاقة التأين للبوتاسيوم هي 4.34 eV والألفة الإلكترونية (affinity) للكلور تساوي 3.61eV. ثابت مادلينق الخاص بتركيبة KCl يساوي 1.748، والمسافة الفاصلة أيون K^+ وأيون Cl^- تساوي 0.314nm. باستخدام هذه المعلومات (a) احسب طاقة التماسك لـ KCl. (b)

7.16 كرر المسألة السابقة بالنسبة لـ LiCl حيث ثابت مادلينق يساوي 1.748، والمسافة بين الأيونات تساوي 0.257nm، طاقة التأين بالنسبة لـ Li تساوي 5.4eV.

7.17 وضح أن معادلة (7.24) يمكن إعادة كتابتها على الصورة التالية: $E_f = (3.65x10^{-19})n^{\frac{2}{3}}eV$.

7.18 أوجد احتمالية أن إلكترونات التوصيل في المعدن لها طاقة تعادل طاقة فرمي عند درجة حرارة 300K .

7.19 الصوديوم معدن أحادي التكافؤ كثافته $0.971g/m^3$ ووزنه الذري 23.0g/mol. استخدم هذه المعلومات لحساب كل من (a) تركيز الشحنات الحمالة (b) طاقة فرمي (c) سرعة فرمي في الصوديوم.

7.20 وضح أن متوسط طاقة الحركة لإلكترونات التوصيل في المعدن عند 0K يمكن أن تكتب على الصورة التالية : $E_{av} = \frac{3}{5}E_f$

7.21 افرض مكعبًا من الذهب طول ضلعه 1mm. احسب بالتقريب عدد الإلكترونات الموصلة في هذا المكعب التي تكون طاقتها بين 4.00eV إلى 4.025eV.

7.22 احسب طاقة فرمي ودرجة حرارة فرمي لكل من Al (a)، K (b)، Sn (c)، باستخدام جدول (7.4).

7.23 إذا كانت طاقة الفجوة في Si عند 300K هي 1.14eV. (a) أوجد أقل تردد للفوتون لرفع الإلكترون من حزمة التكافؤ إلى حزمة التوصيل في السليكون. (b) ما هي طول موجة هذا الفوتون؟

7.24 طول موجة معظم الأشعة الشمسية $10^{-6}m$ أو أقل. ماذا يجب أن تكون طاقة الفجوة لمادة الخلية الضوئية لكي تستطيع امتصاص هذه الأشعة. وهل مادة السليكون مناسبة لذلك؟

7.25 ما هو نوع شبه الموصل المتحصل عليه عند إضافة إلى السليكون كمية بسيطة (doped) من (a) Al، (b) P.

7.26 ما هو نوع شبه الموصل المتحصل عليه عند إضافة إلى السليكون كمية بسيطة (doped) من (a) In، (b) Sb.

7.27 نفرض أن الإلكترون الإضافي لذرة الفسفور في الجرمانيوم مرتبطة بنواة الفسفور في مدار بوهر. ونفرض أن الكتلة التأثيرية تساوي 0.17m من كتلة الإلكترون، وثابت العازل يساوي 16، أوجد طاقة الربط ونصف قطر المدار.

7.28 إذا كان الإلكترون الإضافي لذرة الزرنيخ في السليكون مرطبة بنواة الزرنيخ في مدار بوهر، وإذا كانت الكتلة التأثيرية للإلكترون في السليكون هي 0.31m، وثابت العازل يساوي 12، أوجد طاقة الربط ونصف قطر المدار.

7.29 إذا كانت طاقة الربط للفجوة نتيجة إضافة Al في Ge هي بالتقريب 0.01eV. افترض نموذج بوهر، واحسب بالتقريب الكتلة التأثيرية للفجوة علما بأن ثابت العازل يساوي 16 في حالة الجرمانيوم.

7.30 إذا كانت طاقة الربط للإلكترون في ذرة الأنتموني Sb المانحة في السليكون تساوي بالتقريب 0.04eV. افترض نموذج بوهر، وأوجد الكتلة التأثيرية للإلكترون، علما بأن ثابت العازل يساوي 12.

7.31 احسب جهد الانحياز V في معادلة 7.33 عندما (a) $I = 9I_0$، (b) $I = -0.9I_0$ بافتراض أن درجة الحرارة تساوي 300K.

الباب الثامن

الموصلية الفائقة

Superconductivity

مقدمة

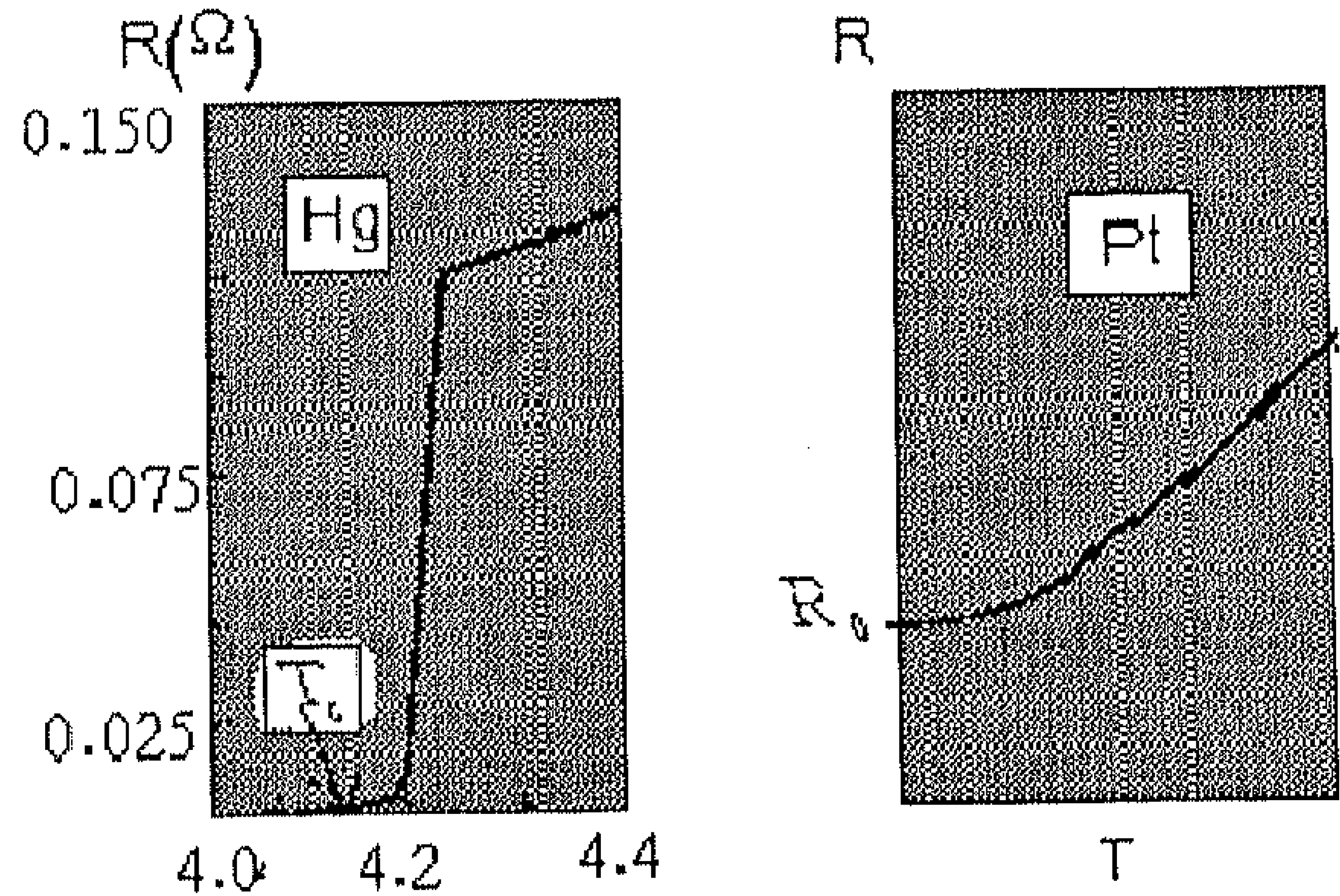
إن الخواص الكهرومغنطيسية للموصلات الفائقة وتصرفاتها ينتابها شيء من الغرابة، ولكن لقد استفاد العديد من التطبيقات من هذه الخواص الغريبة. فمثلاً إذا ما أُحدث تيارًا كهربيً في حلقة من مادة فائقة التوصيل والمحتفظ بها عند درجة حرارة كافية الانخفاض، فإن هذا التيار سوف يستمر بدون أي اضمحلال يذكر. فهذه الحلقة لا تظهر أي مقاومة كهربية للتيار المستمر، ولا ارتفاع في درجات الحرارة، وأيضا لا يحدث فيها أي فقد. بالإضافة إلى أن خاصية مقاومتها تساوي صفرًا، فإن بعض الموصلات الفائقة يمكن أن تطرد المجال المغنطيسي أي إن هذا المجال يساوي صفرًا داخل فائقة التوصيل. في الحقيقة سوف نجد أن الفيزياء الكلاسيكية ليست قادرة على تفسير مثل هذه التصرفات الغريبة للموصلات الفائقة، حيث الآن نعامل حالة فائقة التوصيل كحالة كمية (quantum state) خاصة بتكثيف الإلكترونات، ويتم التحقق من هذا التصرف الكمي من خلال ملاحظة تكمية (quantization) الفيض المغنطيسي الناتج من حلقة فائقة التوصيل.

في هذا الباب سوف نبدأ بنبذة تاريخية مختصرة عن اكتشاف هذه الظاهرة سنة 1911، وننهي الباب بأحدث التطورات في هذا المجال وهو ما يعرف بالموصلية الفائقة عند درجات حرارة مرتفعة **High-Temperature Superconductivity**. ونحاول تطوير فهمنا لبعض الخواص الكهرومغنطيسية التي تحدث في الموصلات الفائقة بأسلوب فيزيائي بسيط كلما أمكن ذلك، ونراجع المفاهيم الأساسية لنظرية الموصلية الفائقة ولكن لا يغيب عن ذاكرتنا بأن الدراسة المفصلة لهذه النظرية خارجة عن نطاق

هذا الكتاب، ونختم بأهم التطبيقات لهذه الظاهرة ونتنبأ بالوضع المستقبلي لهذه التطبيقات التي سوف تحدث نتيجة الاكتشافات الجديدة للموصلات الفائقة عند درجات حرارة عالية.

8.1 نبذة تاريخية مختصرة Brief Historical Review

لقد بدأ عصر فيزياء الحرارة المنخفضة في سنة 1908، عندما نجح العالم ونس H.K.Onnes من تسيل غاز الهليوم والذي درجة غليانه هي 4.2k فقط (أي 269 درجة مئوية تحت الصفر). وبعد ثلاثة سنوات 1911 اكتشف Onnes وأحد مساعديه ظاهرة الموصلية الفائقة أثناء دراستهم لمقاومية المعادن عند درجات حرارة منخفضة. حيث كان أول معدن أجري عليه هذا النوع من الدراسة هو البلاتين Pt وقد وجدوا بأنه عند استقراء (extrapolated) مقاومته عند 0K فإنها تعتمد على الشوائب الموجودة في العينة، أي أنها لاتصل إلى الصفر كما هي موضحة في شكل (8.1). ثم بعد ذلك قرروا دراسة الزئبق Hg، وذلك لأنه بالإمكان الحصول على عينة نقية من الزئبق عن طريق التقطير، وقد كان من المفاجئ بأن مقاومة Hg هبطت هبوطًا حادًا عند درجة حرارة 4.2K إلى قيمة صغيرة جدًا يصعب قياسها. وبذلك كان من الطبيعي أن يطلق Onnes على هذه الظاهرة الجديدة بالموصلية المثالية أو ما يعرف **superconductivity**.



شكل (8.1)

يوضح هذا الشكل العلاقة بين المقاومة ودرجة الحرارة لكل من (a) الزئبق Hg، (b) البلاتين Pt

يوضح شكل (**8.1**) النتائج التجريبية لكل منHg، Pt. لاحظ أن البلاتين لا يظهر خاصية الموصلية الفائقة كما هو واضح من قيمة المقاومية عندما T تقترب من 0K. في سنة 1913 حاز Onnes على جائزة نوبل في الفيزياء لدراسته خواص المواد عند درجات حرارة منخفضة وتسيله للهليوم.

والآن نعلم أن المقاومية للموصلات الفائقة تساوي صفر فعلا. بعد اكتشاف Onnes مباشرة لهذه الظاهرة في الزئبق اكتشفوا أيضًا بأن العديد من العناصر الأخرى تحدث فيها نفس الظاهرة عند خفض درجة حرارتها إلى درجة معينة **تعرف بالدرجة الحرجة** (**T_c Critical Temperature**).

أما الخواص المغنطيسية فهي غريبة أيضًا وصعبة الفهم ليس كمثل الخواص الكهربية. في سنة 1933 درس كل من ميزنر W.H.Meisner، وأوشنفيلد R.Ochsenfield الخواص المغنطيسية للموصلات الفائقة، حيث اكتشفوا إنه عند وضع بعض الموصلات الفائقة في مجال مغنطيسي ثم تخفض درجة حرارتها إلى أقل من درجة الحرجة، فإن الفيض المغنطيسي يتم طرده من داخل الموصل الفائق. بالإضافة إلى ذلك فإنهم وجدوا، أن هذه المادة قد تفقد خاصية التوصيل الفائق بعد درجة حرارة معينة وهذا يعتمد على المجال المغنطيسي الحرج $B_c(T)$. لقد تم تطوير فينومليجكلي phenomenolojicaly نظرية التوصيل الفائق عن طريق كل من فرتز Fritz، ولندن London، وذلك سنة 1935. ولكن الطبيعة الحقيقية لتوصيل الفائق قد تم تفسيرها أولا من قبل كل من بردين، وكوبر، وشرفير J.Bardeen. L.N.Cooper. J.R.Schrieffer، وذلك سنة **1957** والتي عرفت فيما بعد بنظرية BCS، حيث ترتكز هذه النظرية على الحالة التي يتواجد فيها إلكترونين مرتبطين أو وما يعرف بزوجي كوبر Cooper pairs. في سنة 1962 توقع جوسفن B.D.Josephson وجود تيار النفق بين مادتي فائقة التوصيل ومنفصلتين بعازل رقيق (أقل من 2mm) وأن هذا التيار يتكون من زوج من الإلكترونات. وبعد فترة وجيزة من هذا التوقع تم تحقيق توقعات جوسفن، والآن تم تصنيع العديد من الأجهزة الفيزيائية التي تعتمد على هذا التأثير الذي يعرف بتأثير جوسفن Josephson effect.

أما القفزة النوعية التي حدثت في هذا المجال هو الإعلان في سنة 1986 من قبل مولر ومجموعته Muller عن اكتشاف الموصلية الفائقة في أكسيد اللنتانيوم La، الباريوم Ba، والنحاس Cu والتي تصل الدرجة الحرجة فيها إلى 30K. تعتبر هذه نقطة تحول في الموصلات الفائقة، وذلك لأن أعلى درجة حرجة حتى تلك الفترة كانت لا تتعدى 23 درجة كما هو في مركب النيوبيوم Nb، والجرمانيوم Ge. هذا الاكتشاف والذي يعتبر نقطة بداية لعصر جديد يعرف الآن بالموصلية الفائقة عند درجات حرارة مرتفعة High-Temperature Superconductivity والتي شدت انتباه كل من العلماء ورجال الأعمال المهتمين بالصناعة. وفي الوقت الحاضر تم الوصول إلى درجات حرارة تصل إلى 125K، (وهناك بعض من يشير إلى الوصول إلى 155K) في بعض أكاسيد المعادن المعقدة، ولكن إلى الآن لم يتم فهم الآلية المسئولة عن الموصلية الفائقة في هذه الأكاسيد.

إلى ما قبل اكتشاف هذه الأكاسيد الجديدة فإن الموصلات الفائقة تحتاج إلى تبريد يصل إلى درجة الهليوم (وهو غاز نادر) أو الهيدروجين (وهو غاز قابل للانفجار). من ناحية أخرى فإن الموصلات الجديدة والتي لديها درجة حرجة أكبر من 77K، فإنها تحتاج إلى سائل النيتروجين فقط (وهو غاز رخيص بالمقارنة بالهليوم، ومتوفر، ويعتبر غاز خامل). إذا ما تم اكتشاف الموصلات الفائقة والتي لديها درجة حرجة عند درجة حرارة الغرفة، فإنه سوف تغير من تقنيتنا كليا.

8.2 بعض الخواص لموصلات الفائقة نوع I
Some Properties of Type I Superconductors

• درجة الحرارة الحرجة T_c والمجال المغنطيسي الحرج B_c
Critical Temperature and Critical Magnetic Field

مباشرة بعد اكتشاف الموصلية الفائقة سنة 1911، تبين أن العديد من العناصر المعدنية تصبح مقاومتها تساوي صفر وذلك عند خفض درجة حرارتها إلى أقل من

الدرجة الحرجة T_c، والتي تعتبر خاصية من خواص المادة. **جدول (8.1)** يعطي الدرجة الحرجة لعدة عناصر ذات الموصلية الفائقة والتي تندرج ضمن نوع I. نلاحظ من هذا الجدول أنه لا وجود لعنصر النحاس، أو الفضة، أو الذهب والتي تعتبر من العناصر جيدة التوصيل الكهربي، ولكنها ليس لديها خاصية التوصيل الفائق.

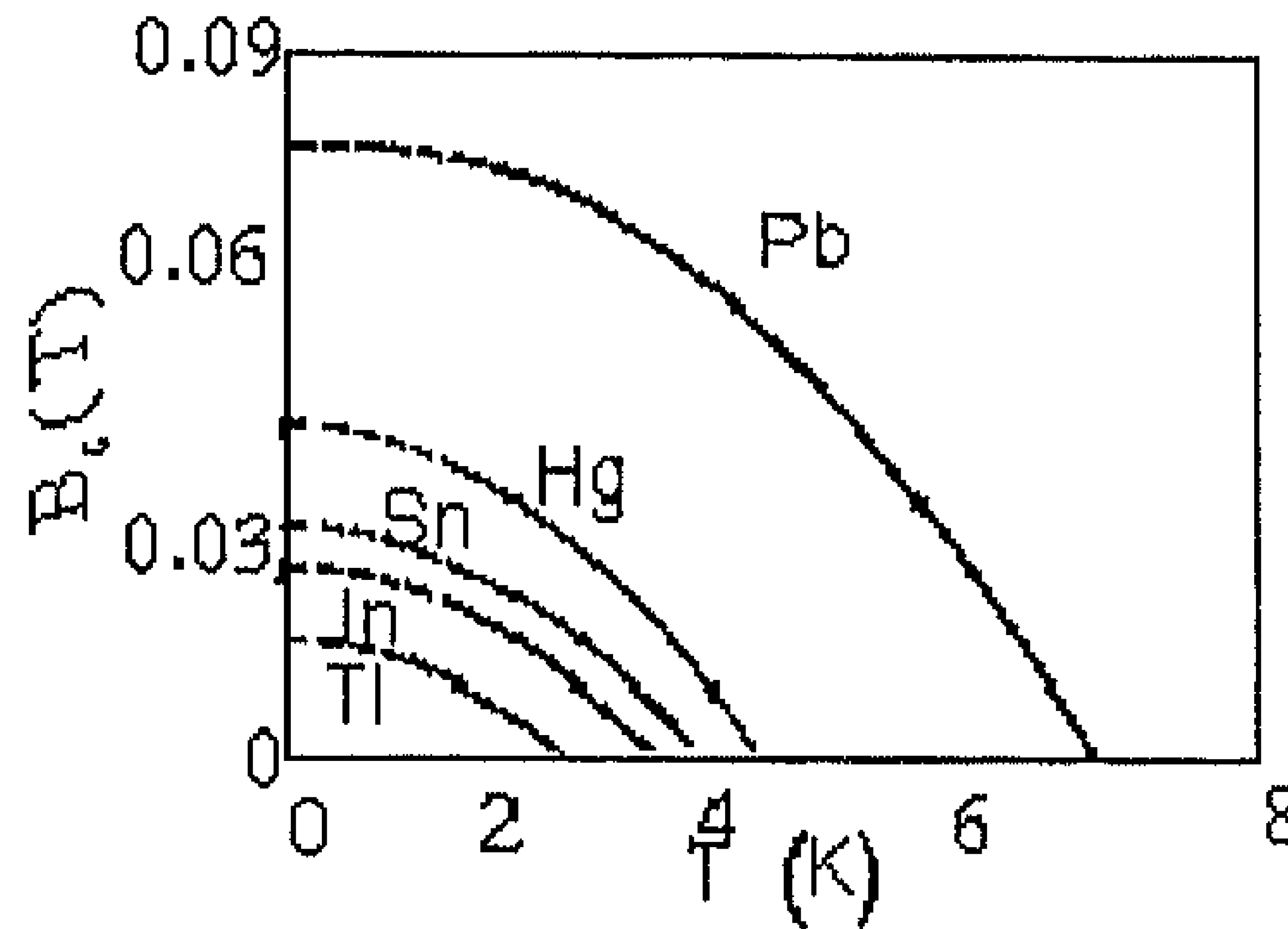
جدول (8.1)؛ درجات الحرارة الحرجة، والمجالات المغنطيسية الحرجة (مقاسة عند T=0K) لبعض عناصر الموصلات الفائقة.

$B_c(0)\ T$	$T_c(K)$	**الموصل الفائق**
0.0105	1.196	Al
0.0058	1.083	Ga
0.0411	4.153	Hg
0.0281	3.408	In
0.1991	9.26	Nb
0.0803	7.193	Pb
0.0305	3.722	Sn
0.0829	4.47	Ta
0.010	0.39	Ti
0.1023	5.30	V
0.000115	0.015	W
0.0054	0.85	Zn

لقد وجد أنه عند قياس الدرجة الحرجة للموصل الفائق في وجود مجال مغنطيسي، فإن قيمة T_c تقل بزيادة المجال المغنطيسي كما هو موضح في شكل (8.2) لعدة عناصر من الموصلات الفائقة نوع I. وعند تعدي المجال المغنطيسي القيمة الحرجة B_c، فإن حالة التوصيل الفائق تختفي وتتصرف المادة وكأنها موصل عادي ذات مقاومة معينة، حيث يعتمد المجال المغنطيسي الحرج على درجة الحرارة حسب المعادلة التالية:

$$B_c(T) = B_c(0)[1-(\frac{T}{T_c})^2] \quad (8.1)$$

نلاحظ من هذه المعادلة ومن شكل (8.2) أن أكبر قيمة للمجال الحرج هي $B_c(0)$ وذلك عند T=0K، بكل تأكيد لا نستطيع قياس هذه القيمة مباشرة، ولكن بالإمكان تقدير قيمة $B_c(0)$ عن طريق قياس المجال الحرج عند قيمة معينة ثم بعد ذلك يتم استقرائها (extrapolating) عند 0K، أي توصيل المنحنى إلى أن يصل إلى النقطة T=0K والتي لا يمكن الوصول إليها تجريبيا. ترجع أهمية معرفة المجال الحرج، وذلك لأن أكبر قيمة للتيار التي يمكن أن يحتفظ بها الموصل الفائق نوع I تكون محدودة بقيمة المجال الحرج.



شكل (8.2)

يوضح علاقة المجال الحرج مع درجة الحرارة لعدة موصلات الفائقة نوع I، الخط المتقطع يوضح عملية الاستقراء عند درجة حرارة 0K.

لاحظ أن $B_c(0)$ هي أكبر قيمة للمجال المغنطيسي اللازم لهدم الموصلية الفائقة في المادة، وإذا ما زادت قيمة المجال عن القيمة الحرجة فإن المعدن لن يكون موصلًا فائقًا عند أي درجة حرارة. لقد وجد أن المجال الحرج في الموصلات الفائقة نوع I صغير جدًا (أقل من 0.2T). لهذا السبب لا يجدي استعمال نوع I لبناء مغنطيسات ذات مجال

عالي، والتي تعرف بمغنطيسات الموصلات الفائقة superconducting magnets. هناك نوع آخر من الموصلات الفائقة تعرف بنوع II والذي سوف نتعرض له لاحقا.

- **الخواص المغنطيسية لموصلات الفائقة نوع I**

Magnetic Properties of Type I Superconductors

لقد لاحظنا أن أحد أهم خواص الموصلات الفائقة هي أن مقاومتها للتيار المستمر DC تساوي صفرًا، والآن سوف نتعرض لبعض خواصها المغنطيسية.

يمكن استخدام أبسط الحجج والتي تعتمد على قوانين الكهربية والمغنطيسية لنبرهن على أن المجال المغنطيسي داخل الموصلات الفائقة لا يعتمد على الزمن. فحسب قانون أوم فإن المجال الكهربي داخل الموصل يتناسب مع مقاومة الموصل. وبما أن R=0 بالنسبة للموصل الفائق، فإن المجال الكهربي داخله يجب أن يساوي صفرًا أيضًا. وحسب قانون فرادي Faraday's Law:

$$\oint \vec{E}.d\vec{s} = -\frac{d\Phi_m}{dt} \quad \text{.......} \quad (8.2)$$

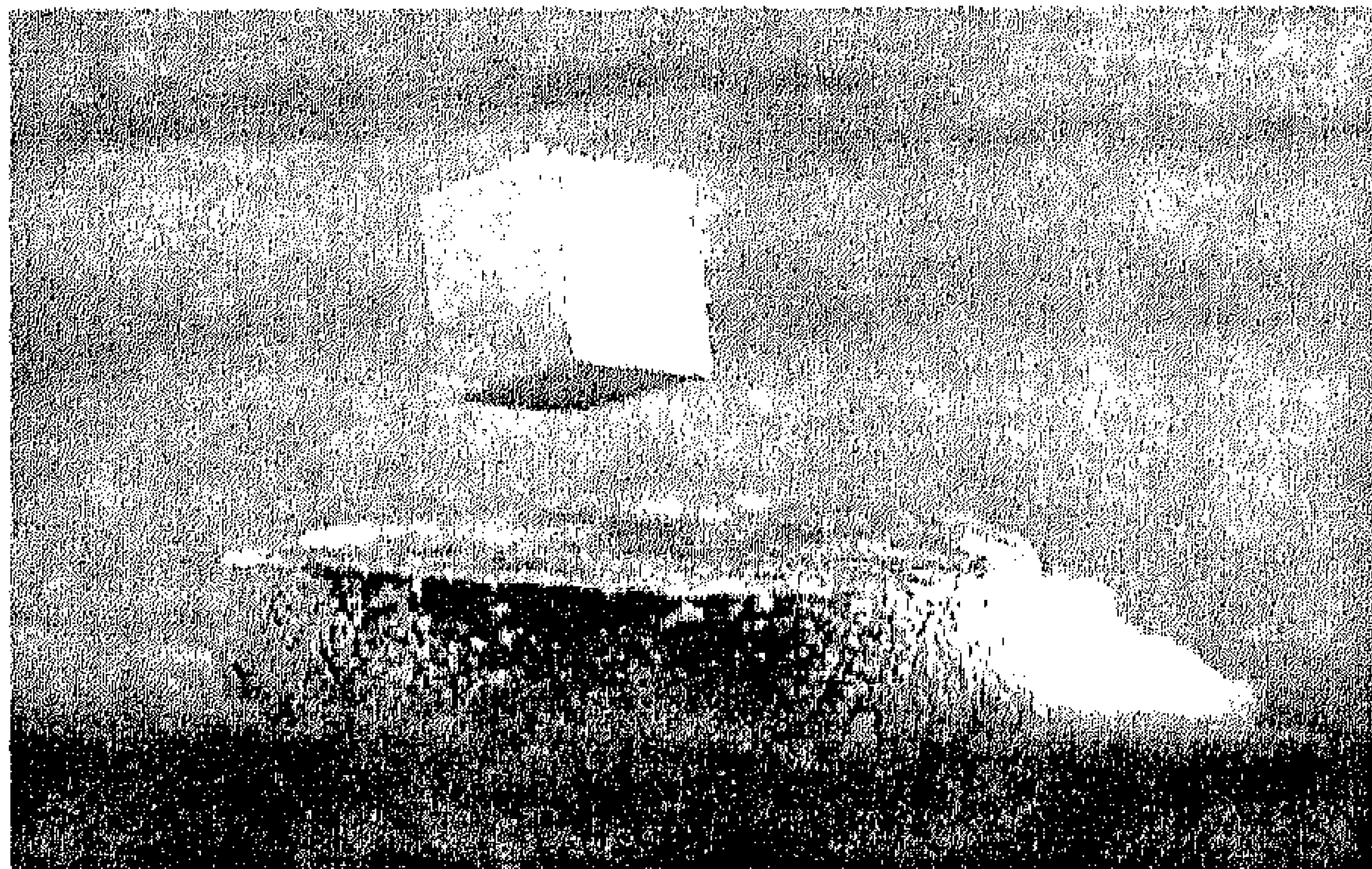
والذي يعني أن التكامل الخطي للمجال الكهربي حول حلقة مغلقة يساوي سالب التغير في الفيض المغنطيسي المار خلال الحلقة. وبما أن E=0 داخل الموصل الفائق، فإن حاصل التكامل سوف يساوي صفرًا. وبذلك فإن $\frac{d\Phi_m}{dt}=0$، أي أن الفيض المغنطيسي داخل الموصل الفائق لا يعتمد على الزمن. من ذلك نستنتج أن المجال المغنطيسي ($B=\frac{\Phi_m}{A}$) يجب أن يبقى ثابتا داخل الموصل الفائق.

من الافتراضات السائدة قبل سنة 1933 هي أن الموصلية الفائقة عبارة عن إظهار أو تجلي للموصلية المثالية، وعند خفض درجة حرارة الموصل الفائق إلى أقل من الدرجة الحرجة في وجود مجال مغنطيسي خارجي، فإن المجال سوف يحجز (trapped) داخل الموصل حتى بعد إبعاد المجال. وبما أن الديناميكا الحرارية لا يمكن

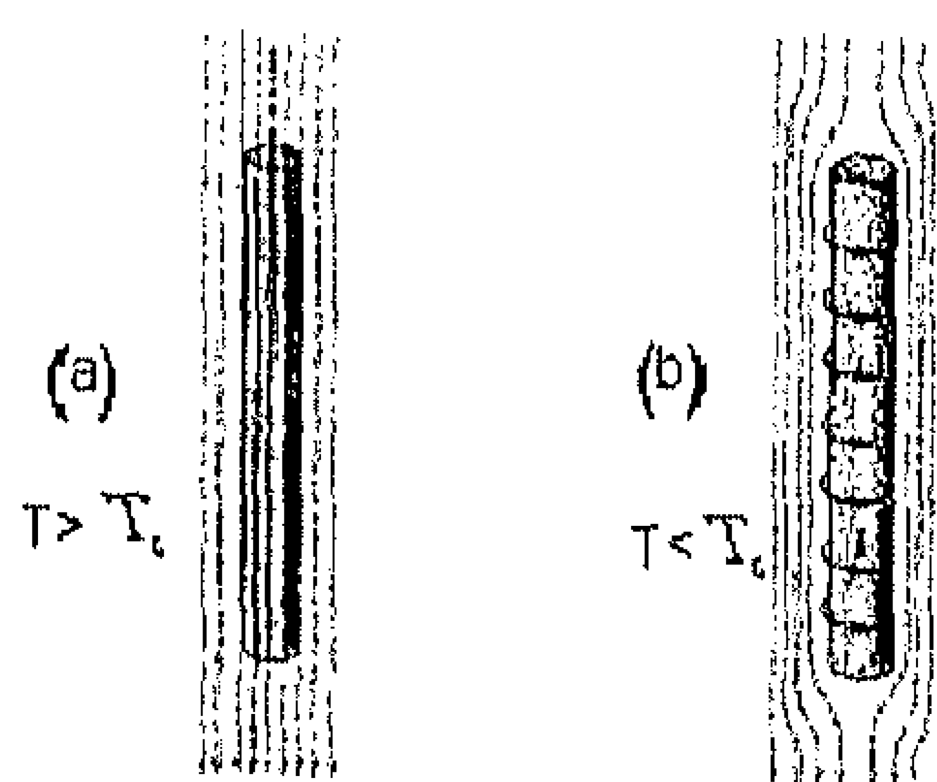
استعمالها في هذه الحالة لأن الحالة الأخيرة في وجود المجال المغنطيسي تعتمد على ماذا حدث أولا، هل استعمال المجال المغنطيسي أو خفض درجة الحرارة إلى أقل من الدرجة الحرجة؟. فإذا استعمل المجال بعد عملية خفض درجة الحرارة إلى أقل من T_c، فإن المجال سوف يطرد من الموصل الفائق، من ناحية أخرى إذا استعمل المجال قبل عملية التبريد، فإن المجال سوف لن يطرد من الموصل الفائق بعد خفض درجة الحرارة إلى أقل من T_c. وعند إجراء التجارب لدراسة التصرف المغنطيسي في الموصلات الفائقة وذلك سنة 1930، كانت النتائج المتحصل عليها تختلف عما اعتقد سابقا. وفي سنة 1933 اكتشف كل من ميزنر Meissner، وأوشنفيلد Ochsenfeld نتيجة مهمة وهي عند تحول المعدن إلى موصل فائق في وجود مجال مغنطيسي ضعيف، فإن المجال سوف يطرد، والذي يعني أن B=0 عند أي نقطة داخل الموصل الفائق. أي أننا سوف نصل إلى نفس الحالة النهائية B=0 إذا استعمل المجال المغنطيس قبل أو بعد خفض درجة حرارة المادة إلى أقل من الدرجة الحرجة. يوضح شكل (**8.3**) هذا التأثير لعينة على شكل اسطوانة طويلة موجودة في مجال مغنطيسي. لاحظ أن المجال سوف يخترق العينة عندما تكون درجة الحرارة أعلى من T_c. وإذا ما خفضت درجة الحرارة إلى أقل من T_c، فإن المجال سوف يطرد من داخل الموصل الفائق، أي أن الموصل الفائق نوع I ليس موصلًا مثاليًا (ρ=0) فقط، ولكنه أيضا عبارة عن مغنطيس معاكس مثالي perfect (B=0) diamagnet.

تعرف ظاهرة طرد المجال المغنطيسي من داخل العينة بتأثير ميزنر Meissner Effect وتستعمل كاختبار أولي لمعرفة ما إذا كانت العينة موصلًا فائقًا أم لا. إن خاصية B=0 داخل الموصل الفائق من نوع I مثلها مثل الخاصية الأصلية وهي R=0. وإذا كان المجال المستعمل أكبر من المجال الحرج ($B > B_c$)، فإن حالة التوصيل الفائق سوف تتلاشى ويخترق المجال العينة. بما أن الموصل الفائق هو عبارة عن مغنطيس معاكس مثالي، فإنه سوف ينفر المغنطيس الدائم. يمكن توضيح هذه الحقيقة عن طريق عمل أحد وسائل

الإيضاح المبهرة لتأثير ميزنر بطفو مغنطيس صغير دائم فوق الموصل الفائق وهو ما يعرف بالسبح المغنطيسي كما موضح في الشكل .



شكل يوضح تأثير ميزنر



شكل (8.3)

يوضح الموصل الفائق نوع I على شكل اسطوانة حيث (a) موجودة عند درجة حرارة أعلى من T_c (b) عند خفض درجة حرارة الأسطوانة إلى أقل من الحرجة $T < T_c$.

بكل تأكيد أنك تتذكر من دراستك للكهربية الساكنة، بأن الموصل الجيد يطرد المجال الكهربي الساكن وذلك عن طريق انتقال الشحنات من الداخل لتستقر على سطح الموصل. أي أن الشحنات الموجودة على السطح تنتج مجالا كهربيًا يلغي المجال داخل الموصل. وبنفس الطريقة فإن الموصل الفائق يطرد المجال المغنطيسي بتكوين تيارات سطحية. لتوضيح هذه النقطة نفرض موصل فائق نوع I على شكل اسطوانة طويلة

موجودة في مجال مغنطيسي خارجي موازي لمحور الأسطوانة، نفرض أن درجة حرارة الابتدائية للعينة هي $T > T_c$ كما هو موضح في شكل (**8.3a**)، نلاحظ من هذا الشكل أن المجال يخترق العينة في هذه الحالة. أما عند خفض درجة حرارة العينة إلى درجة أقل من الدرجة الحرجة $T < T_c$، فإن المجال سوف يطرد من العينة كما هو موضح في شكل (**8.3b**). والسب في ذلك هو تكون تيارات سطحية على الموصل الفائق والتي ينتج عنها مجال مغنطيسي يلغي المجال الخارجي المستعمل من داخل العينة. بالطبع فإن التيارات السطحية سوف تختفي عند إبعاد المجال المغنطيسي الخارجي. في حالة التوصيل الفائق وعندما يكون المجال المستعمل أقل من المجال الحرج B_c، فإن المجال سوف لن يخترق جسم الموصل الفائق نوع I وسف تتكون تيارات سطحية فقط. وبذلك فإن تصرف الموصل الفائق نوع I مثل المغنطيس المعاكس المثالي. فعندما يزيد المجال المغنطيسي المستعمل عن المجال الحرج، فإن العينة بأكملها تصبح عادية والمجال يخترق العينة كليا، ومقاومة العينة تنتقل من الصفر إلى القيمة المتوقعة للموصل.

مثال (8.1): سلك من الرصاص Pb نصف قطره 3mm موجود عند درجة حرارة 4.20K. احسب: (**a**) المجال المغنطيسي الحرج عند هذه الدرجة. (**b**) أعلى قيمة للتيار الذي يمكن أن يمر في السلك. الحل: باستخدام معادلة (8.1) وكذلك جدول (8.1)، فإن المجال الحرج بالنسبة لرصاص عند درجة 0K هو 0.0803T والدرجة الحرجة هي 7.193K	$B_c(4.2K) = (0.0803T)[1-(\frac{4.20}{7.193})^2]$ $=0.0529\mathbf{T}$ (**b**) باستخدام قانون أمبير، حيث المجال المغنطيسي المتولد نتيجة مرور تيار I في سلك: $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$ حيث r هي النقطة التي يحسب عندها المجال وفي هذه الحالة سطح السلك: $I = 2\pi r B / \mu_0$ $= 2\pi \frac{(3x10^{-3} m)(0.0529)}{4\pi x 10^{-7} N / A^2}$ $= 794 A$

• عمق الاختراق Penetration Depth

لقد شاهدنا سابقا أن المجالات المغنطيسية يتم طردها من داخل الموصل الفائق نتيجة تكون تيارات سطحية.

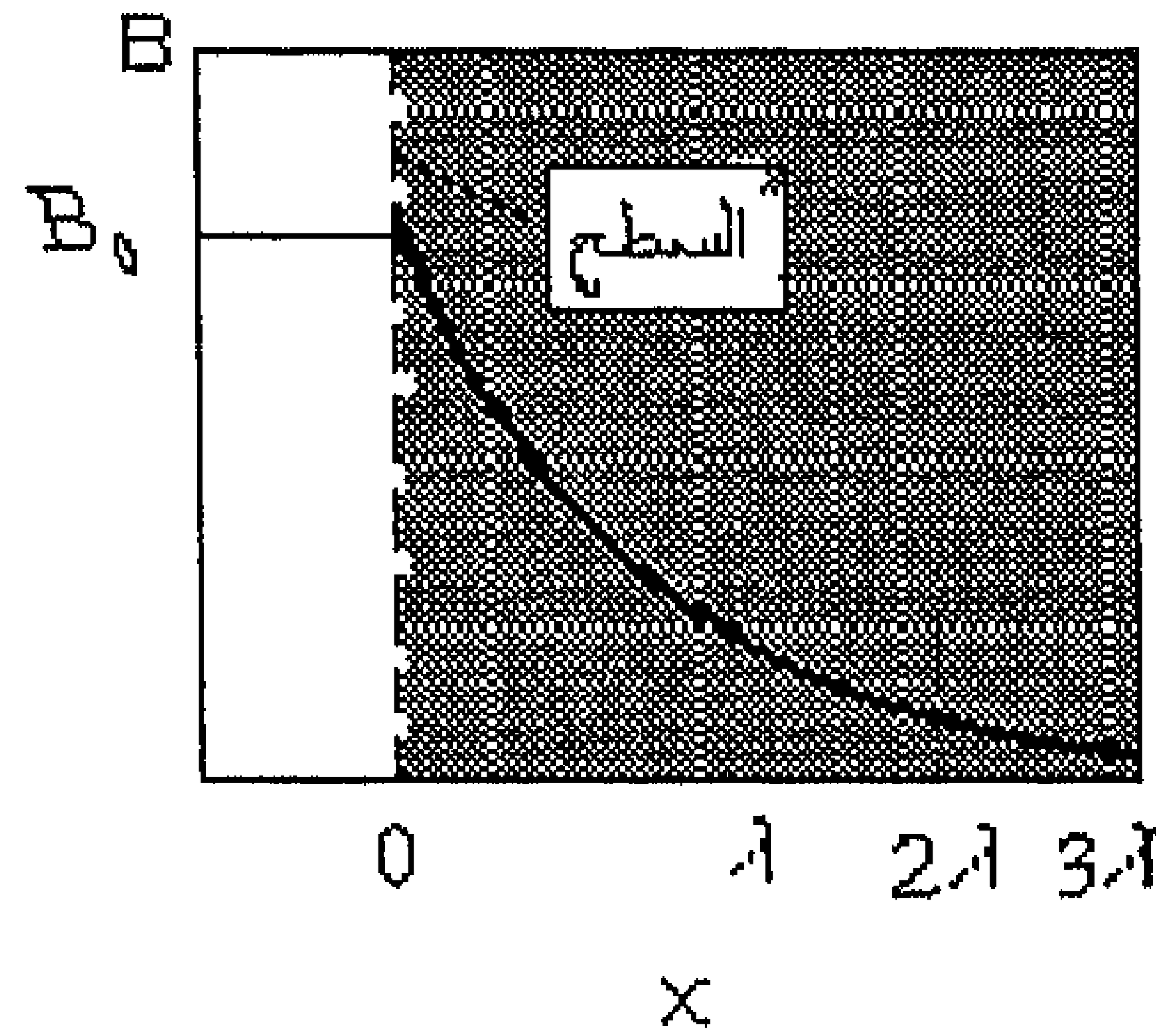
في الحقيقة إن هذه التيارات السطحية لا تتكون على طبقة رقيقة متناهية الصغر على سطح الموصل الفائق، ولكنها تخترق السطح داخل الجسم إلى مسافة صغيرة. وخلال هذه الطبقة التي سمكها بالتقريب 100nm في العمق، فإن المجال المغنطيسي B داخل الموصل الفائق نوع I يقل أسيا عن قيمته في الخارج إلى الصفر حسب المعادلة التالية:

$$B(x) = B_0 e^{-x/\lambda} \quad \text{(8.3)}$$

حيث تم افتراض أن المجال المغنطيسي الخارجي موازيا لسطح العينة، و B_0 هي قيمة المجال المغنطيسي على السطح، وx هي المسافة من السطح إلى نقطة ما في الداخل، وλ تعرف بعمق الاختراق. يوضح شكل (8.4) علاقة المجال المغنطيسي بالمسافة داخل شريحة من موصل فائق. لاحظ من هذا الشكل أن المجال المغنطيسي يصبح صغيرًا جدًا على عمق عدة قيم لـ λ من السطح، والتي قيمتها في العادة بين 10‒100nm. ويعتمد عمق الاختراق على درجة الحرارة حسب المعادلة التالية:

$$\lambda(T) = \lambda_0[1-(\frac{T}{T_c})^2]^{-1/2} \quad \text{(8.4)}$$

حيث λ_0 هو عمق الاختراق عندما T=0K. نلاحظ من هذه المعادلة أن λ تصبح لا نهائية عندما T تقترب من T_c. بالإضافة إلى ذلك عندما تقترب T من T_c بينما العينة في حالة التوصيل الفائق، فإن المجال المغنطيسي سوف يتوغل أكثر في العينة، وأخيرًا فإن المجال يخترق كل العينة وبذلك تتحول العينة إلى موصل عادي.



شكل (8.4)

يوضح علاقة المجال المغنطيسي بالمسافة داخل العينة

تعتبر عملية اختراق المجال ذات أهمية بالغة عندما نتعامل مع الموصلات الفائقة على هيئة أفلام رقيقة أو جسيمات صغيرة. فمثلا إذا كان سمك الفلم يقرب من أو أقل من λ، فإن المجال سوف يخترق العينة ومن ثم لا نشاهد طرد الفيض المغنطيسي.

- **المغنطة Magnetization**

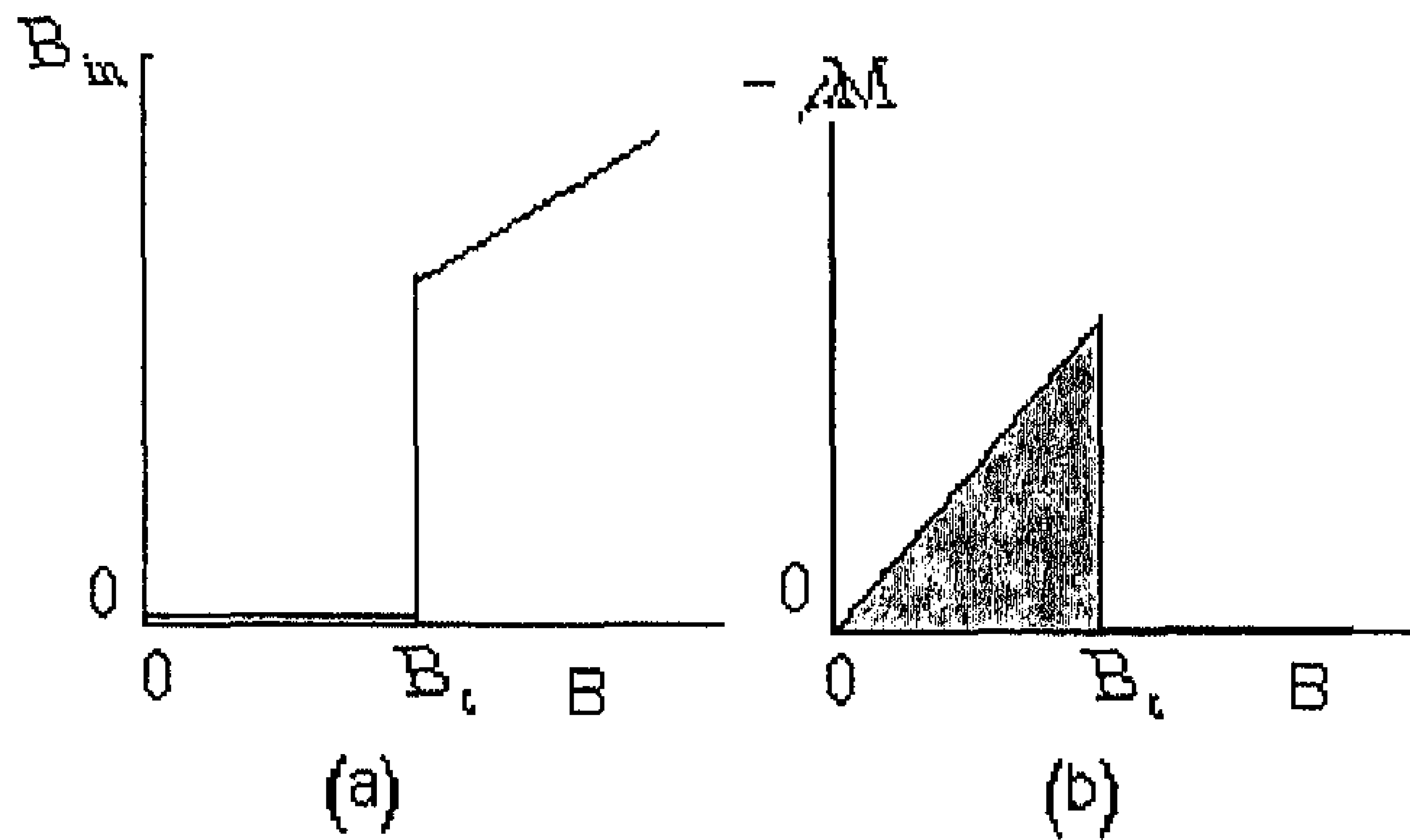
إذا ما وضعت عينة ذات حجم معين في مجال مغنطيسي خارجي **B**، فإن العينة سوف تكسب مغنطة **M**. وينتج مجال داخل العينة B_{in} والذي يكون له علاقة بكل من **B**، و**M** حسب العلاقة التالية $B_{in} = B + \mu_0 M$. ولكن في حالة التوصيل الفائق فإن $B_{in} = 0$ داخل العينة وبذلك فإن المغنطة:

$$\mathbf{M} = -\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \chi \mathbf{B} \quad \text{.......} \quad (8.5)$$

حيث ($\chi = -\frac{1}{\mu_0}$) وتعرف بالمتأثيرية المغنطيسية magnetic susceptibility، والذي يعني أن مغنطة الموصل الفائق تعارض المجال المغنطيسي الخارجي، وإن المتأثيرية المغنطيسية يكون لديها أعلى قيمة سالبة. بمعنى آخر فإن الموصل الفائق نوع I يظهر

المغنطيسية المعاكسة المثالية perfect diamagnetism والتي تعتبر أحد الخواص الأساسية لحالة التوصيل الفائق.

يوضح شكل (**8.5a**) رسمًا للمجال المغنطيسي داخل الموصل الفائق نوع I مع المجال الخارجي (والذي أما شكل (**8.5b**) فإنه يوضح علاقة المغنطة M مع المجال المغنطيسي عند درجة حرارة ثابتة. لاحظ من الشكل أنه عندما المجال المستعمل يكون أكبر من المجال الحرج B_c فإن المغنطة تساوي صفرًا.



شكل (8.5)

يوضح اعتماد خواص المجال لموصل فائق نوع

(a) I **علاقة المجال الداخلي مع المجال الخارجي** (b) **علاقة المغنطة مع المجال الخارجي**

بعد اكتشاف تأثير ميزنر، استطاع كل من فرتز Fritz ولندن H.London تطوير معادلات الموصلات الفائقة نوع I باستخدام الديناميكا الحرارية، حيث استطاعا تفسير المجال الحرج بدلالة الزيادة في طاقة حالة التوصيل الفائق نتيجة لطرده الفيض المغنطيسي من الداخل وذلك بمقارنتها بالحالة العادية والتي تسمح للفيض باختراق العينة. حسب الديناميكا الحرارية فإن النظام يفضل أن تكون طاقته الحرة أقل ما يمكن. وبذلك فإن حالة التوصيل الفائق يجب أن تكون لديها طاقة أقل (E_s) من تلك

الحالة العادية (E_n)، أي أن $E_s < E_n$ وذلك عند درجة حرارة أقل من الحرجة T_c. وإن طرد المجال المغنطيسي يجعل الطاقة الكلية لحالة التوصيل الفائق تزداد بمقدار $B_c^2/2\mu_0$ لوحدة الحجم، أي أن:

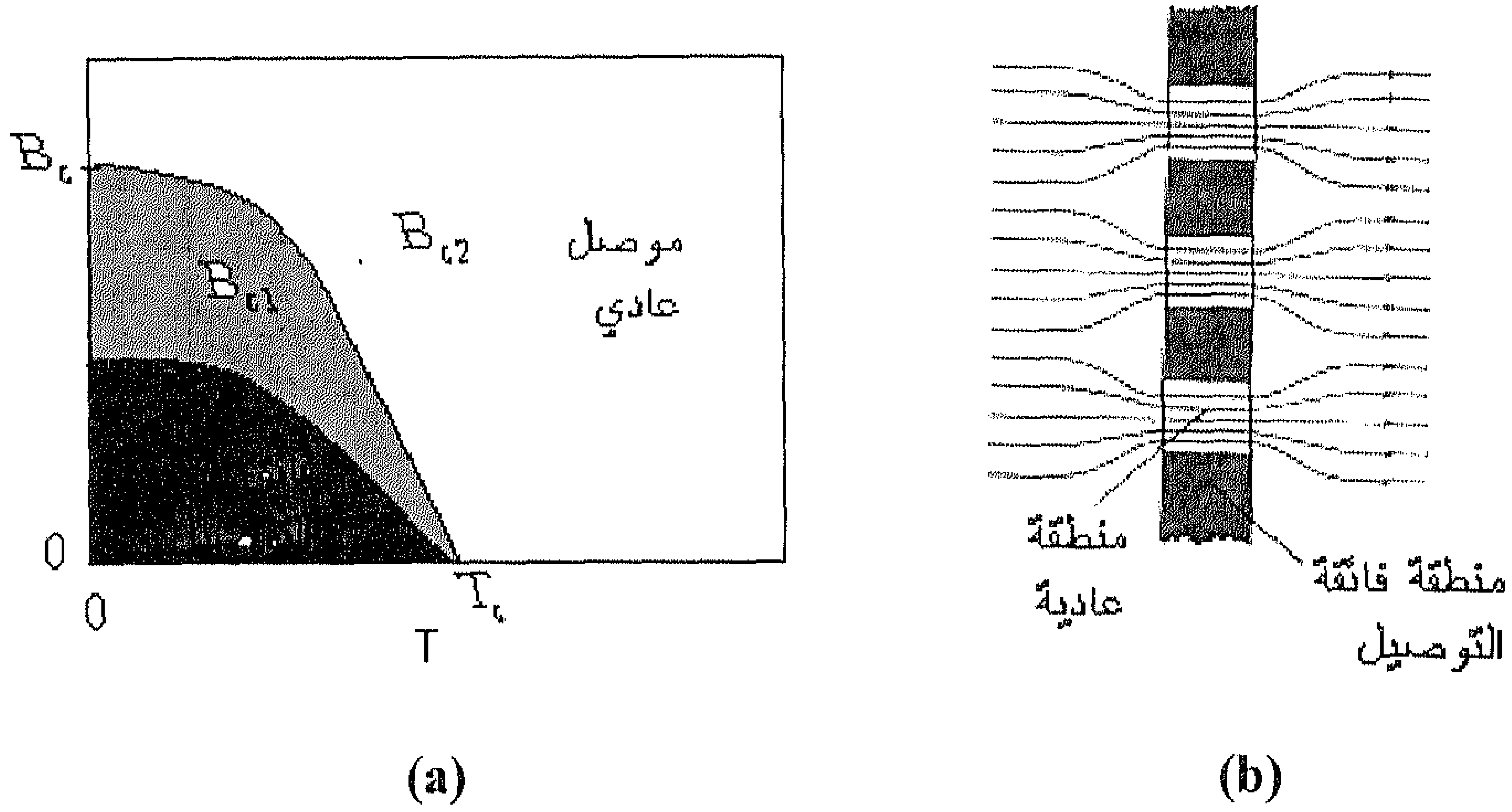
$$E_s + \frac{B_c^2}{2\mu_0} = E_n \qquad \textbf{(8.6)}$$

لاحظ أن الزيادة في الطاقة التي يسببها طرد المجال $B_c^2/2\mu_0$ هي عبارة عن مساحة المثلث في شكل **(8.5b)**.

8.3 الموصلات الفائقة نوع Type II Superconductors II

بإحلال سنة 1950 تم الحصول على نوع آخر من الموصلات الفائقة والتي تعرف بالموصلات الفائقة نوع II .

هذا النوع من المواد مميز بوجود مجالين حرجين يرمز لهم B_{c1}, B_{c2} ، كما هو موضح في شكل **(8.6)**. إذا كان المجال المستعمل أقل من المجال الحرج الأول B_{c1} ، فإن المادة سوف تكون كليا في حالة توصيل فائق وفي هذه الحالة فإن الفيض المغنطيسي لا يخترق العينة كما هو الحال عند الموصلات الفائقة نوع I. أما إذا كان المستعمل أكبر من المجال الحرج B_{c2} ، فإن الفيض المغنطيسي سوف يخترق العينة كليا وتتلاشى حالة التوصيل الفائق من العينة كما يحدث في الموصلات الفائقة نوع II. أما حالة الوسطبين B_{c1} ، و B_{c2} فإن المادة سوف تكون في **حالة مزيج mixed state** والتي في العادة تعرف **بالحالة الدوامة votex state** ، عندما تكون المادة في هذه الحالة فإن المقاومة يمكن أن تكون صفرًا والفيض يمكن أن يخترق العينة جزئيا.



شكل (8.6)

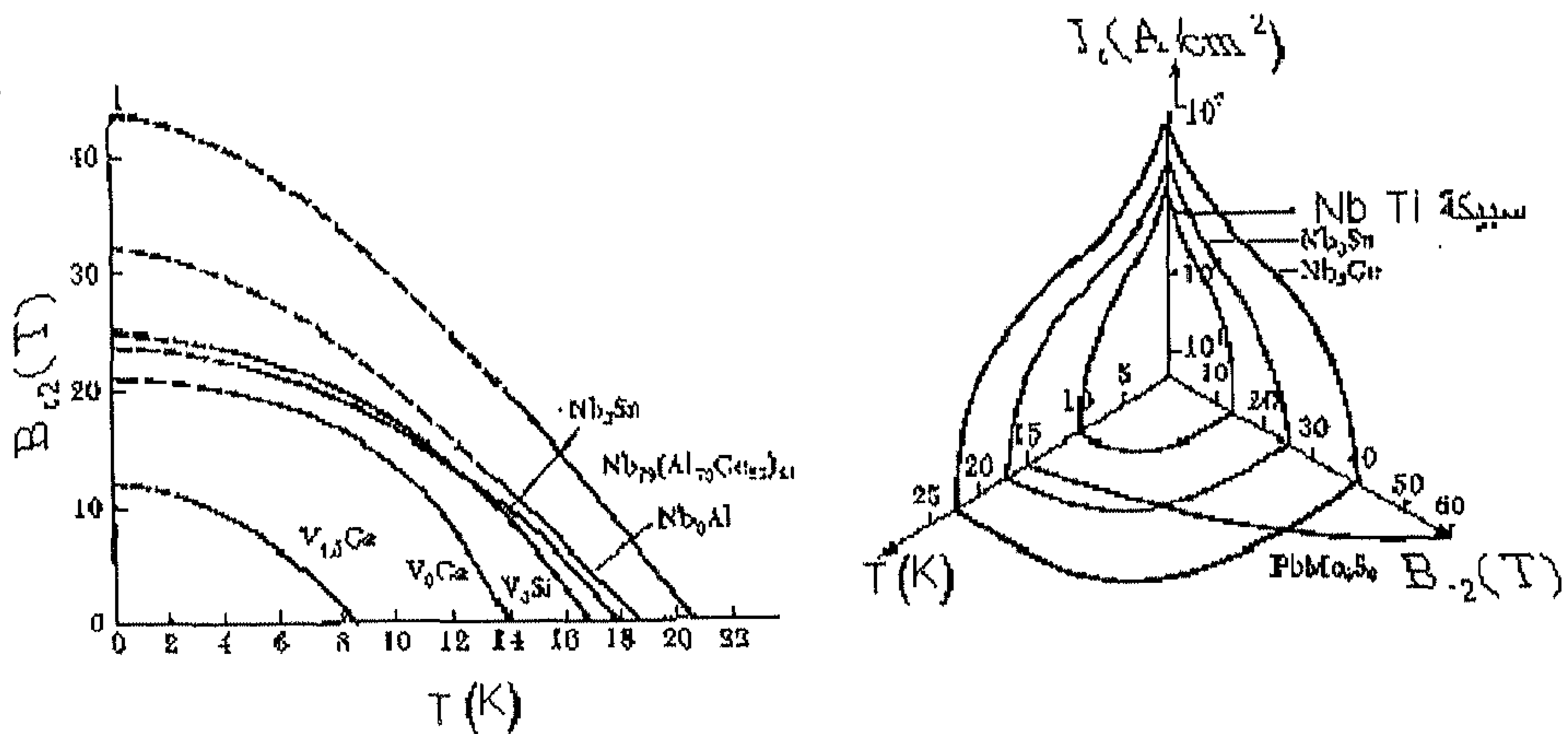
(a) يوضح العلاقة بين المجال الحرج ودرجة الحرارة في الموصلات الفائقة نوع II
(b) رسم تخطيطي لموصل الفائق يوضح حالة المزيج

تتكون المناطق الدوامة في الأساس من خيوط (أو شعيرات) من المادة التي هي في الحالة العادية، أي يخترقها الفيض المغنطيسي عندما يكون المجال المستعمل أكبر من المجال الحرج B_{c1} كما هو موضح في شكل (**8.6b**). وبزيادة شدة المجال، فإن عدد الخيوط يزداد إلى أن يصل المجال القيمة B_{c2}، ومن ثم تصبح المادة بأكملها عادية.

يعطي جدول (**8.2**) بعض قيم الدرجة الحرجة T_c، والمجال الحرج السفلي B_{c1}، والمجال الحرج العلوي B_{c2} لبعض الموصلات الفائقة من نوع II. لاحظ أن هذا النوع من الموصلات الفائقة عبارة عن مركبات من العناصر الانتقالية وسلسلة الأكتينيد (actinide). يوضح شكل (**8.7a**) علاقة المجال الحرج العلوي بدرجات الحرارة لعدة موصلات فائقة نوع II. أما شكل (**8.7b**) فهو رسم لثلاثة أبعاد بين الدرجة الحرجة مع كل من المجال الحرج العلوي، وكثافة للتيار J_c لعدة موصلات نوع II.

جدول (8.2): قيم الدرجات الحرجة، والمجال الحرج العلوي لعدة موصلات فائقة نوع II (عند T=0K)

$B_{c2}(0)$ Tesla	$T_c(K)$	الموصل الفائق
32.4	18.7	Nb_3Al
24.5	18.0	Nb_3Sn
38	23	Nb_3Ge
15.3	15.7	NbN
15	9.3	$NbTi$
44	21	$Nb_3(AlGe)$
23.5	16.9	V_3Si
20.8	14.8	V_3Ga
60	14.4	$PbMoS$



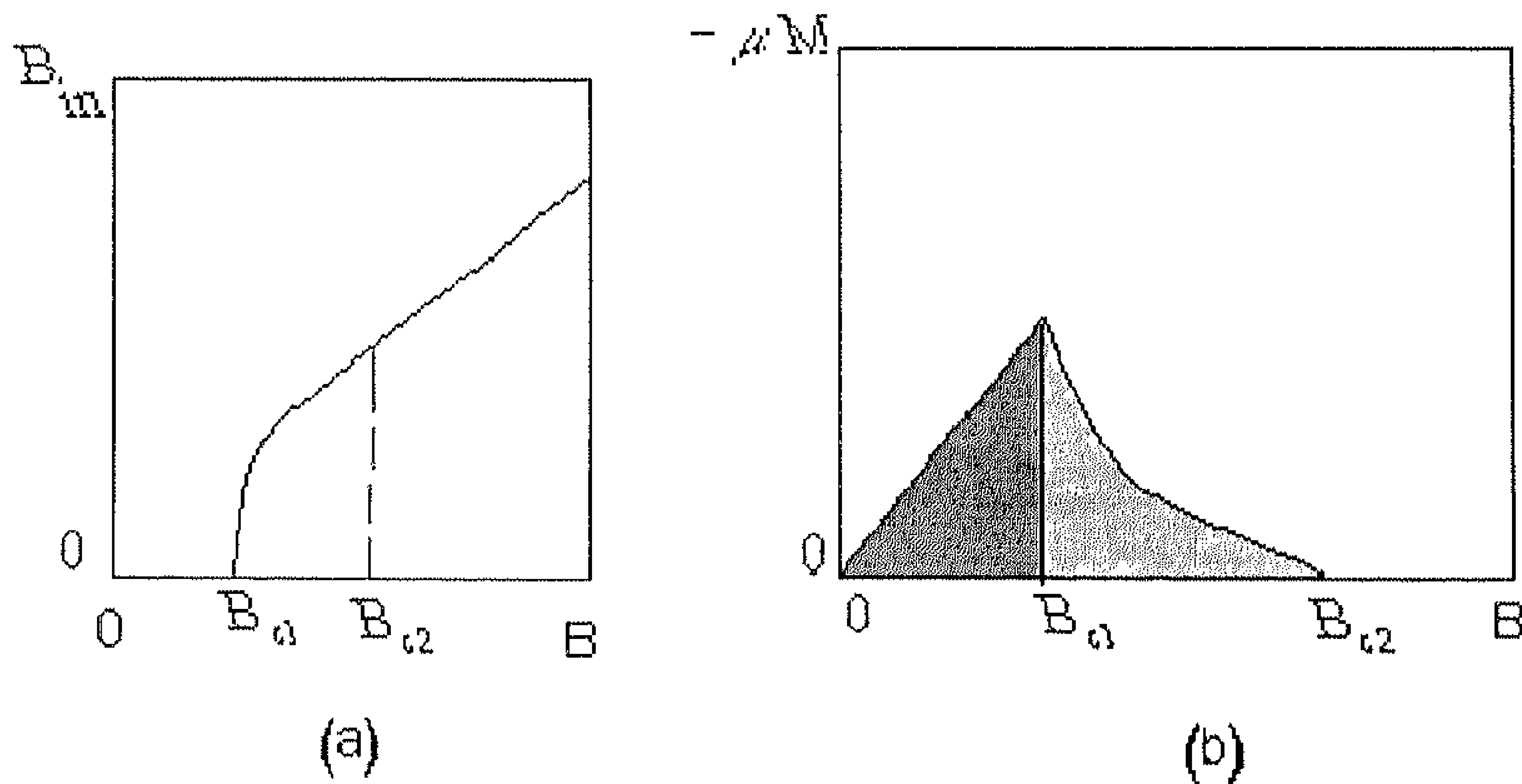
شكل (8.7)

(a) يوضح علاقة المجال الحرج العلوي B_{c2} مع درجة الحرارة لعدة موصلات فائقة نوع II .

(b) رسم في ثلاثة أبعاد لكل من كثافة التيار الحرج، والمجال الحرج، ودرجة الحرارة.

لاحظ أنه في هذا النوع من الموصلات فإن المجال الحرج أكبر بكثير منه في حالة الموصلات الفائقة نوع I. فمثلا المجال الحرج العلوي في حالة سبيكة $Nb_3(AlGe)$ هو B_{c2} =44T ودرجته الحرجة $T_c = 21K$. لهذا السبب فإن الموصلات الفائقة نوع II تكون مناسبة لبناء مغنطيسات الموصلات الفائقة ذات المجال العالي. فمثلا باستخدام سبيكة NbTi يمكن تصميم لولب solenoid يستطيع أن ينتج ويحتفظ بمجال مغنطيسي تصل شدته ما بين 5 إلى 10T بدون استهلاك للقدرة. بينما نجد أن المغنطيسات الكهربية (الكهرومغنطيسية) والتي تحتوي على الحديد في الجزء المركزي له، إنها من النادر أن يزيد مجالها عن 2T مع استهلاك كبير للقدرة.

شكل **(8.8a)** يمثل رسم للمجال المغنطيسي الداخلي مع المجال المستعمل في الموصلات الفائقة نوع II، بينما شكل **(8.8b)** يمثل المغنطة مع المجال المستعمل. مرة أخرى نلاحظ من هذا الشكل أن حالة المادة تعتمد على قيمة المجال المغنطيسي المستعمل، أي أن المادة تكون في حالة طرد للفيض عندما $B < B_{c1}$، وتكون في حالة مزيج عندما $B_{c1} < B < B_{c2}$، وتكون في الحالة العادية عندما $B > B_{c2}$.



شكل (8.8)

يوضح التصرف المغنطيسي للموصل الفائق نوع II، (a) رسم للمجال الداخلي مع المجال المستعمل (b) رسم للمغنطة مع المجال المستعمل.

عندما يكون الموصل الفائق نوع II في حالة مزيج، فإن التيارات العالية سوف تجعل الدوامات تتحرك عموديا على اتجاه التيار. حيث حركة هذه الدوامات تمثل تغير الفيض مع الزمن وتنتج مقاومة في المادة. وبإضافة بعض الشوائب أو أشياء ضمنية خاصة، فإنه يمكن تثبيت الدوامات ومنعها من الحركة. ومن تم تصبح قيمة المقاومة تساوي صفرًا لحالة المزج في الموصل الفائق. ويمكن تعيين قيمة التيار الحرج في الموصلات الفائقة نوع II وذلك عن طريق حساب قيمة التيار الذي إذا ضرب في الفيض الموجود في الدوامات سوف ينتج عن ذلك قوة لورنتز التي تتغلب على قوة التثبيت.

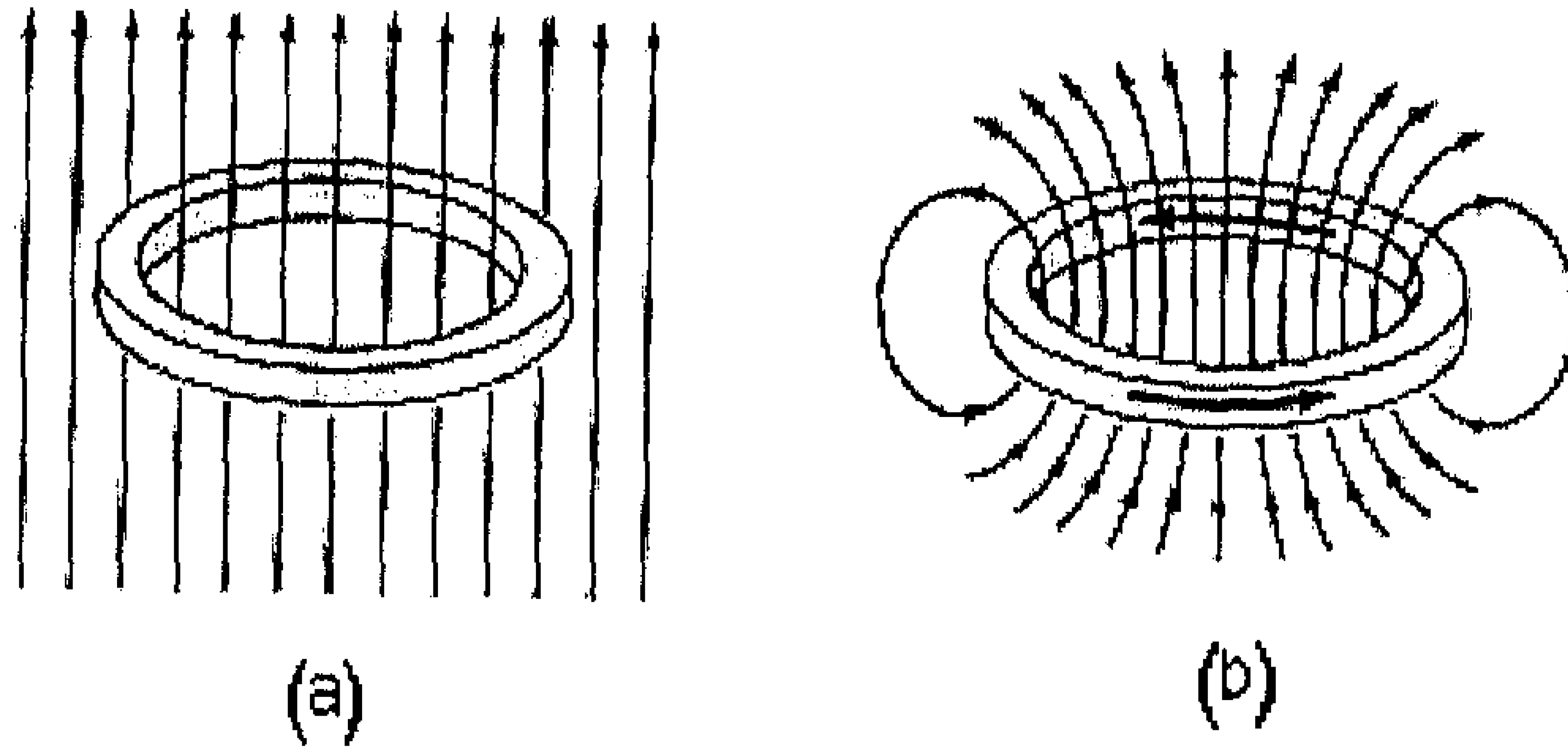
مثال (8.2):	الحل :
يراد تصميم لولب solenoid باستخدام سلك من سبيكة Nb_3Al، والتي مجالها الحرج العلوي 32T عند درجة حرارة 0K، ودرجة حرارتها الحرجة 18K. إذا كان نصف قطر السلك هو 1mm، ويراد لف اللولب حول اسطوانة جوفاء قطرها 8cm وطولها 90cm، على أن تكون هناك 150 لفة لسلك لكل واحد سنتيمتر. احسب قيمة التيار اللازم للحصول على مجال في مركز اللولب قدره 5T.	إذا ما تذكرنا أن المجال المغنطيسي الموجود في مركز اللولب هو $B = \mu_0 nI$، حيث n هي عدد اللفات لوحد الطول، I التيار في اللولب. باستعمال 150#cm، والتي تساوي $1.5x10^4 \#/m$، وB=5T فإننا نحصل على: $I = B/\mu_0 n$ $= \frac{5T}{(4\pi x10^{-7} N/A^2)(1.5x10^4 m^{-1})}$ $= 265A$

8.4 بعض الخواص الأخرى للموصلات الفائقة
Other Properties of Superconductors

- **التيارات المستمرة Persistent Currents**

لقد أشرنا سابقا إلى أن مقاومة الموصل الفائق تساوي صفرًا عندما تكون درجة

حرارته أقل من الدرجة الحرجة T_c. فإذا أحدث تيار في المادة تحت هذه الظروف، فإنه سوف يستمر إلى فترة طويلة جدا بدون احتياج إلى توصيله بمصدر جهد. تسمى هذه التيارات المستمرة في بعض الأحيان بالتيارات الفائقة والتي سجلت استمراريتها لعدة سنين دون قياس أي فقد يذكر. في أحد التجارب التي أجريت من قبل العالم كولنز S.S.Collins في بريطانيا سنة 1956 على حلقة من مادة فائقة التوصيل، حيث سجل استمرارية التيار لمدة سنتين ونصف دون توقف (إلا عندما أوقف التزويد بسائل الهليوم نتيجة إضراب سائقي الشاحنات، كما هو معروف أن سائل الهليوم ضروري للحفاظ على درجة حرارة العينة أقل من الدرجة الحرجة).



شكل (8.9)

(a) يوضح حلقة الموصل الفائق درجة حرارتها $T<T_c$ موضوعة في مجال مغنطيسي خارجي، نلاحظ أن الفيض يمر خلال ثقب الحلقة رغم أنه لا يخترق السلك

(b) عند وقف تشغيل المجال الخارجي، سوف يحجز المجال داخل ثقب الحلقة ويظهر تيار الحث في الحلقة.

لكي نستوعب مصدر التيارات المستمرة، نفرض أنه لدينا حلقة سلك مصنوع من مادة فائقة التوصيل، ثم وضعت الحلقة في مجال مغنطيسي **B** عندما كانت في الحالة العادي ($T>T_c$)، ثم خفضت درجة حرارتها إلى أقل من الدرجة الحرجة T_c حتى أصبحت موصلًا فائقًا كما هو موضح في شكل (**8.9a**). في هذه الحالة يطرد الفيض المغنطيسي من داخل السلك نتيجة لتكون تيارات سطحية، ولكن نلاحظ من هذا الشكل

أن خطوط الفيض ما زالت تمر من الثقب الموجود في مركز الحلقة. يوضح شكل (8.9b) ماذا يحدث عند وقف تشغيل المجال الخارجي، فإن الفيض الموجود في الحلقة سوف يحجز trapped داخلها، وذلك لعدم إمكانية تغير الفيض المغنطيسي خلال الحلقة. وهذا ناتج عن أن السلك مصنوع من مادة فائقة التوصيل التي تمنع الفيض من الوصول إلى الصفر نتيجة لظهور تيارات تلقائية عالية مستحثة بعد انهيار المجال المغنطيسي الخارجي. وبما أن مقاومة التيار المستمر تساوي صفرًا في الموصلات الفائقة، فإن التيار المستحث سوف يستمر إلى زمن طويل. حيث أثبتت تجارب الرنين المغنطيسي النووي أن مثل هذه التيارات سوف تستمر إلى أكثر من 10^5 سنة. وبناء على ذلك فإن مقاومية الموصلات الفائقة قد قدرت بأقل من $10^{-26}\,\Omega.m$، فهذه النتائج تؤكد بأن R=0 للموصلات الفائقة.

والآن يمكن أن نسأل ماذا سوف يحدث إذا ما تم أولا تبريد الحلقة إلى درجة حرارة أقل من الدرجة الحرجة $T < T_c$، ثم بعد ذلك شغل المجال المغنطيسي الخارجي واحتفظ بدرجة حرارة العينة أقل من الدرجة الحرجة. بما أن الحلقة في حالة التوصيل الفائق، فإن الفيض سوف يطرد من العينة كليا بما في ذلك الثقب الموجود في مركز الحلقة. مرة أخرى سوف يتكون تيار ناتج عن الحث، وذلك لكي يحافظ على أن الفيض يساوي صفر خلال الحلقة وداخل السلك. ولكن في هذه الحالة فإن التيار سوف يختفي عند وقف تشغيل المجال الخارجي.

- **طول التماسك Coherent Length**

إن أحدا العوامل الأخرى والمهمة في ظاهرة التوصيل الفائق هو ما يعرف بطول التماسك ξ. يمكن لنا أن نتخيل طول التماسك بأنه اصغر حجم يمكن أن تحدث فيه الموصلية الفائقة أو تتلاشى، كبديل لذلك انه يمكن أن نتخيل بأن طول التماسك على أنه المسافة التي خلالها تبقى إلكترونات زوج كوبر معا. وحسب نظرية BCS، فإن طول التماسك يتناسب مباشرة مع المسافة التي خلالها إلكترونين في زوج كوبر يبقيا متلازمين. جدول (8.3) يعطي بعض القيم لكل من عمق الاختراق λ وكذلك طول

التماسك ξ عند درجة حرارة K0 لبعض الموصلات الفائقة. يعتبر الموصل الفائق نوع I إذا كان طول تماسكه أكبر من عمق الاختراق، في الحقيقة أن معظم المعادن النقية تقع تحت هذا التصنيف. من ناحية أخرى فإن أي زيادة في نسبة ξ/λ يكون من الأرجح موصل فائق من نوع II. لقد أوضحت التحاليل الدقيقة بأن طول التماسك وعمق الاختراق يعتمدان على طول المسار الحر للإلكترونات في الحالة العادية. يمكن تقليل طول المسار الحر في المعادن بإضافة بعض الشوائب للمعدن. عند زيادة الشوائب في المعدن فإن عمق الاختراق سوف يزداد بينما طول التماسك سوف يقل، وبذلك فإنه يمكن تحويل المعدن من نوع I إلى نوع II بإضافة بعض المعادن الأخرى. فمثلا يعتبر الرصاص النقي من نوع I، بينما يتغير إلى نوع II بإضافة 2٪ بالوزن من عنصر الإنديوم.

جدول (8.3): يعطي عمق الاختراق، وطول التماسك لبعض الموصلات الفائقة المختارة عند

T=0K

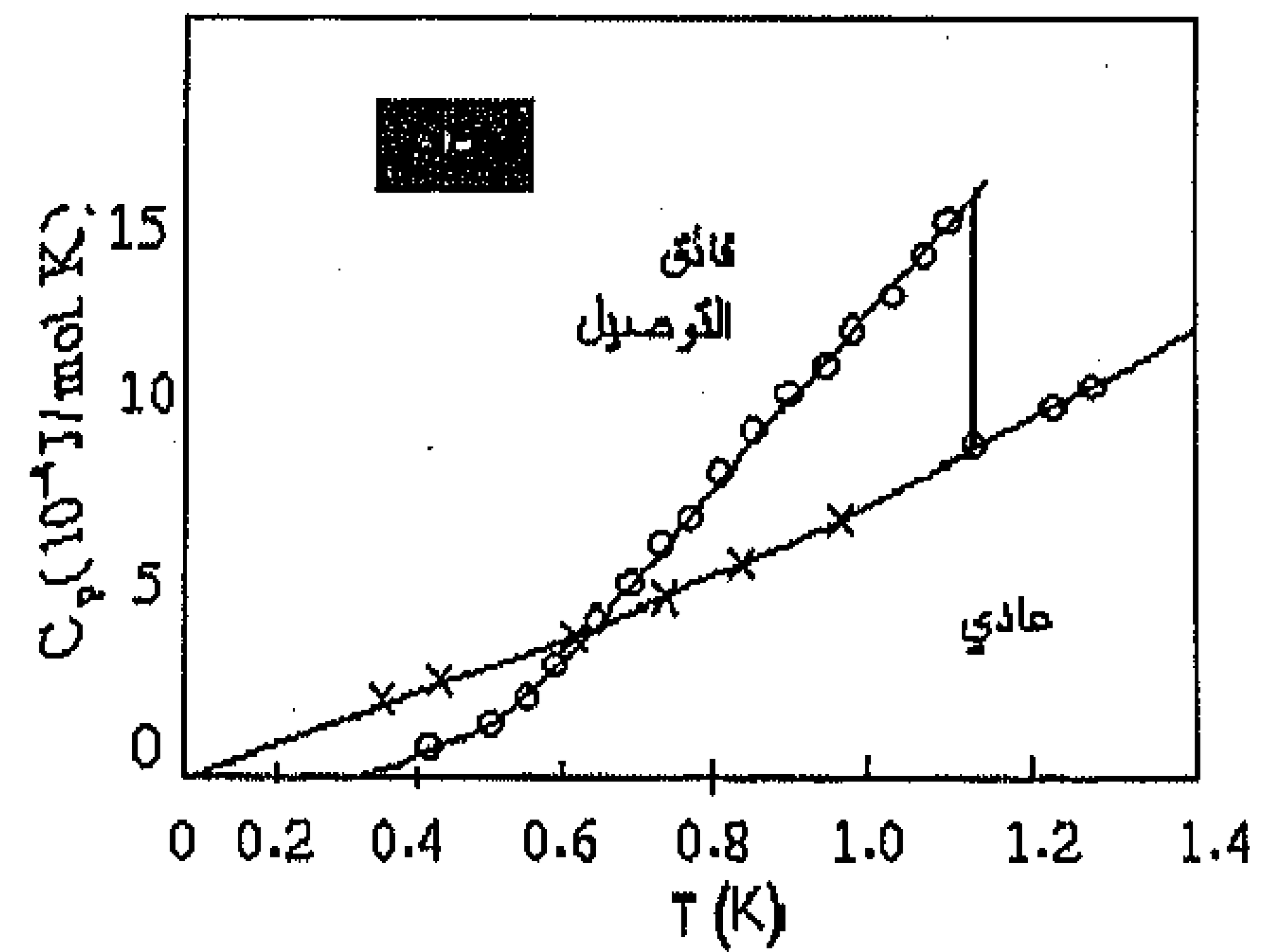
الموصل الفائق	(nm)λ	(nm)ξ
Al	16	160
Cd	110	760
Pb	37	83
Nb	39	38
Sn	34	23

8.5 الحرارة النوعية Specific Heat

لقد تمت دراسة الخواص الحرارية للموصلات الفائقة بتوسع وقورنت بنفس المواد الموجودة في الحالة العادية، ومن أحد أهم هذه القياسات هي الحرارة النوعية للمواد. فعند إضافة كمية بسيطة من الطاقة إلى المعدن العادي، فإن جزءًا من هذه الحرارة يستعمل لتهييج اهتزازات الشبيكة، أما الجزء المتبقي فإنه يستعمل لزيادة طاقة حركة إلكترونات التوصيل. تعرف الحرارة النوعية الإلكترونية بأنها نسبة الحرارة الممتصة

بواسطة الإلكترونات إلى الزيادة في درجة حرارة النظام. يوضح شكل (**8.10**) كيف تتغير الحرارة النوعية الإلكترونية بتغير الحرارة في كلا الحالتين، الحالة العادية، وحالة التوصيل الفائق نوع I للغاليوم Ga، حيث نستنتج من هذا الشكل الآتي:

عند درجات حرارة منخفضة، فإن علاقة الحرارة النوعية الإلكترونية للمادة في الحالة العادية C_n تأخذ الصورة التالية $AT+BT^3$. الحد الخطي في هذه المعادلة ناتج عن تهيج الإلكترونات، أما الحد التكعيبي فإنه نتيجة اهتزاز الشبيكة. نلاحظ أيضًا من هذا الشكل إن الحرارة النوعية الإلكترونية للمادة في حالة التوصيل الفائق C_s يحدث لها تغير جوهري عند درجات حرارة أقل من الدرجة الحرجة. وذلك عند خفض درجة الحرارة ابتداء من $T>T_c$ ، فإن الحرارة النوعية سوف تقفز إلى قيمة كبيرة عند T_c ، ثم بعد ذلك تقل إلى أقل قيمة من الحرارة النوعية العادية عند درجات حرارة منخفضة جدا. وقد دلت تحليل هذه النتائج أنه عند درجات حرارة أقل من T_c فإن الحد الخاص بالتهيج الإلكتروني للحرارة النوعية يكون هو السائد وتغيره بالحرارة يتبع $\exp-\Delta/KT$ ، حيث Δ هي نصف طاقة الفجوة. تقترح هذه النتيجة وجود فجوة طاقة في مستويات الطاقة المسموح بها للإلكترونات، حيث طاقة الفجوة عبارة عن الطاقة الحرارية اللازمة لانتقال الإلكترونات من الحالة الدنيا إلى حالات التهيج. سوف نلاحظ في الجزء القادم أن مثل هذه الفجوة واعتمادها على درجات الحرارة قد أخذت في الاعتبار من قبل نظرية BCS.



شكل (8.10)

يوضح علاقة الحرارة النوعية الإلكترونية مع درجة الحرارة بالنسبة للغاليوم في حالة التوصيل الفائق وفي الحالة العادية.

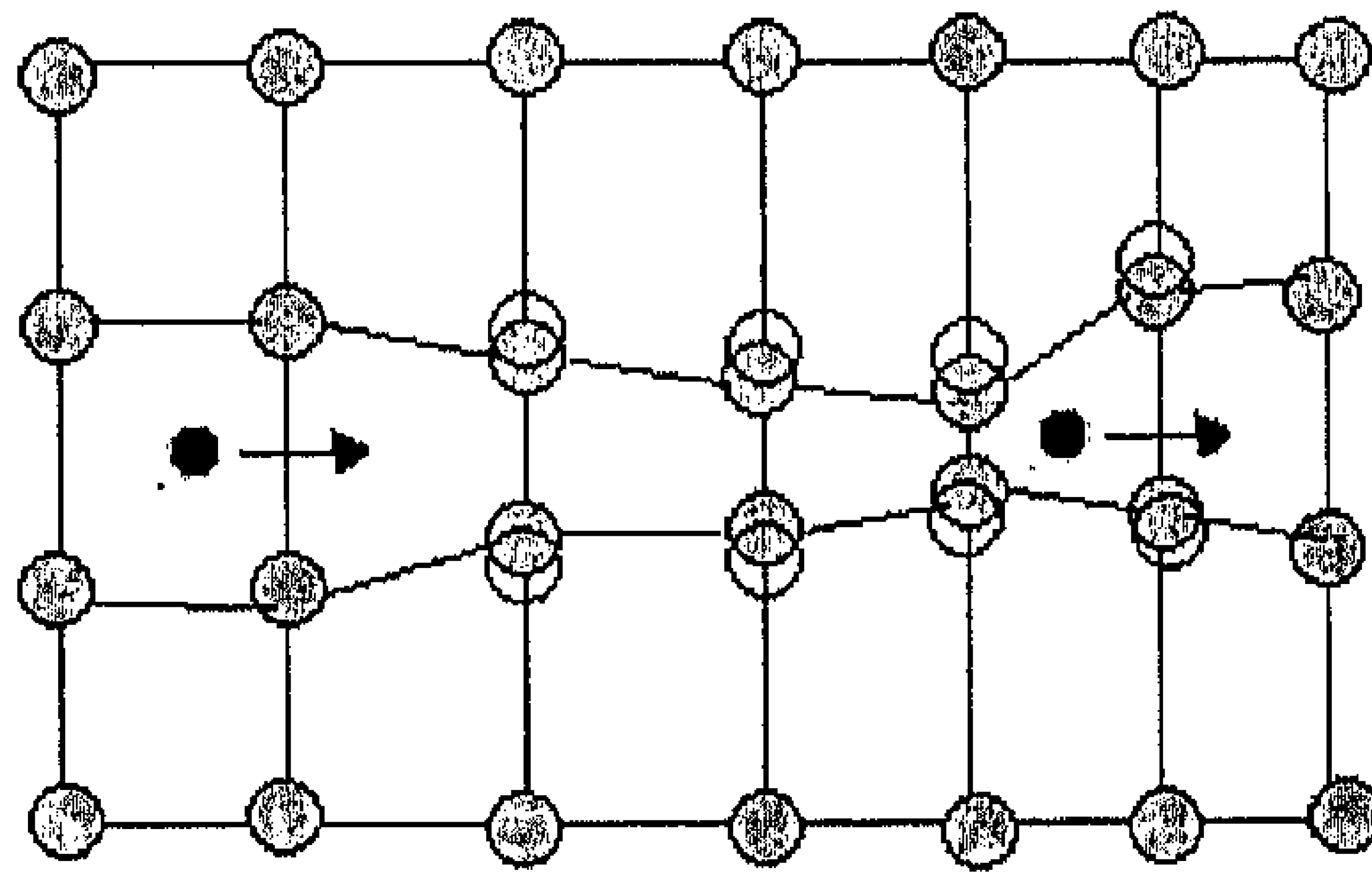
8.6 نظرية بي سي إس The BCS Theory

إن جزءًا من مقاومية المعدن العادي ناتجةً عن تصادم الإلكترونات الحرة بالأيونات المنـزاحة حراريًا في شبيكة المعدن، يضاف إلى ذلك تصادم الإلكترونات ببعض الشوائب والعيوب الموجودة في الشبيكة أثناء رحلتها في المعدن. ولقد أدرك العلماء بعد فترة وجيزة من اكتشافهم للموصلية الفائقة، أن حالة التوصيل الفائق لا يمكن تفسيرها عن طريق هذا المفهوم الكلاسيكي للمقاومية، وذلك لأن الإلكترونات الموجودة في المعدن سوف تعاني دائمًا من هذه التصادمات. وأيضًا باستخدام نموذج ميكانيكا الكم البسيط والتي يُنْظر من خلالها للإلكترون كموجة تنتقل داخل المعدن، لم يتمكنوا من فهم ظاهرة التوصيل الفائق. في الحقيقة قد تم اقتراح العديد من النظريات التي تعتمد في أساسها على بعض خواص الموصلات الفائقة، ولكن جميع هذه النظريات فشلت في تفسير الميكانزم الأساسي للموصلية الفائقة مثل لماذا الإلكترونات تدخل حالة التوصيل الفائق؟، ولماذا الإلكترونات في هذه الحالة من التوصيل الفائق لا تصطدم بالشوائب أو باهتزازات الشبيكة؟

حدثت عدة تطورات مهمة في الخمسينيات 1950s، حيث قادتنا إلى مفهوم أوسع لهذه الظاهرة، والتي من أهمها هو إن عدة مجموعات بحثية أعلنت عن أن درجة الحرارة الانتقالية لعدة نظائر لنفس المعدن تقل بازدياد الكتلة الذرية. وتعرف هذه الملاحظات بتأثير النظائر isotope effect والذي يعتبر دليلًا مبكرًا على أن حركة الشبيكة تلعب دورا مهمًا في ميكانزم التوصيل الفائق. فمثلا نجد في حالة الزئبق أن $T_c = 4.161K$ بالنسبة لنظير ^{199}Hg بالمقارنة بالدرجة الحرج 4.126K بالنسبة لنظير ^{204}Hg و K4.153 بالنسبة لنظير ^{200}Hg. ولذلك فإننا نتوقع أن خواص التردد لاهتزازات الشبيكة تتغير بكتلة الذرات المهتزة M (في الحقيقة وجد أن هذا التناسب الكتلي هو $\sqrt{M}$ كما هو الحال بالنسبة للكتلة المتصلة بزنبرك حيث $\omega = \sqrt{\frac{K}{M}}$). أصبح من هذا المنطلق أن أي

نظرية للموصلية الفائقة يجب أن تأخذ في الاعتبار تفاعل الإلكترونات مع الشبيكة. أما النظرية المجهرية المتكاملة للموصلية الفائقة فقد تم تقديمها سنة 1957 من قبل كل من بردين Bardeen، وكوبر Cooper، وشريفر Schrieffer، حيث نالت نجاحًا كبيرًا في تفسير العديد من خصائص الموصلات الفائقة. تعرف هذه النظرية باسم نظرية (بي سي أس) BCS theory، إن تفاصيلها الرياضية خارجة عن نطاق هذا الكتاب، ولكن سوف نتناول بعض أهم خصائص هذه النظرية وتوقعاتها.

من أهم خصائص نظرية BCS هو قدرة إلكترونين في الموصل الفائق على تكوين حالة ترابط بينهم والتي تعرف بزوج كوبر Cooper pair وذلك عند شعورهم بطريقة ما بأي تفاعل تجاذبي. في بداية الأمر كان هناك انطباع بأن ذلك لن يحدث وذلك لتشابه شحنة الإلكترونين مما يؤدي إلى تنافرهم. ولكن في حقيقة الأمر يمكن أن يحدث هذا النوع من التجاذب وذلك عندما يتم تفاعل الإلكترونات مع بعض من خلال حركة شبيكة البلور، حيث يحدث تشوه مؤقت في تركيب الشبيكة عند مرور الإلكترون خلالها، كما هو موضح في شكل **(8.11)**.

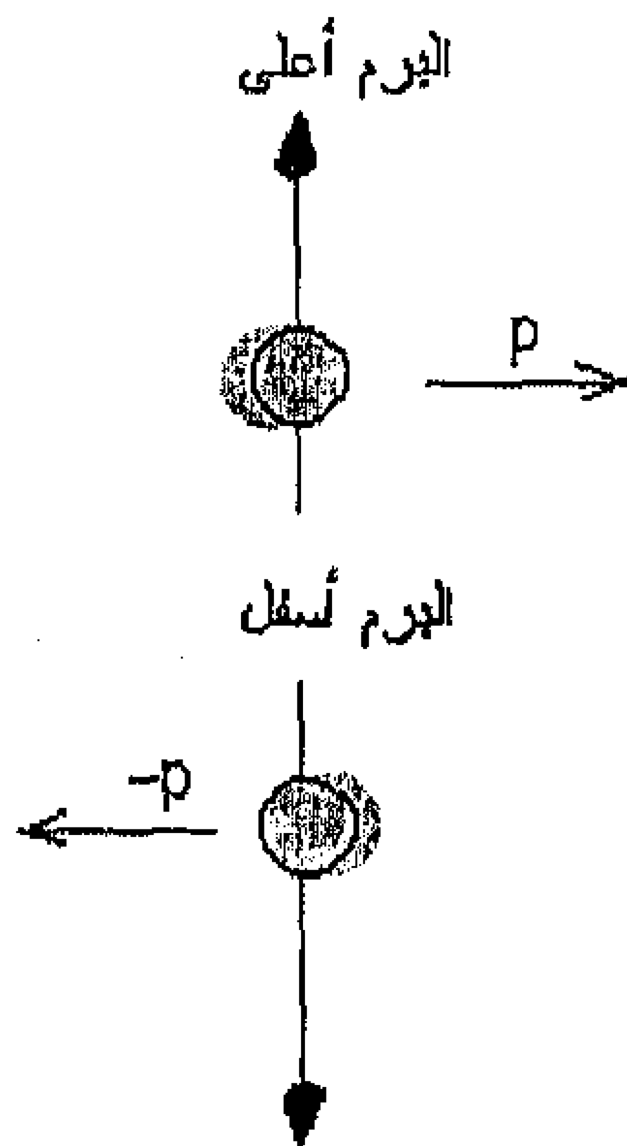


شكل (8.11)

يوضح رسم تخطيطي لتفاعل إلكترونين مع بعض عن طريق تشوه الشبيكة.

يتكون زوج كوبر من إلكترونين لديهم كمية حركة وبرم متساويتين في المقدار

ومتضادتين في الاتجاه كما هو موضح في شكل (8.12). وهذا يعني أنه في حالة التوصيل الفائق وفي غياب أي تيارات فائقة، فإن زوج كوبر يكون نظامًا تكون فيه محصلة كمية الحركة تساوي صفرًا وكذلك محصلة البرم يساوي صفرًا. بما أن محصلة البرم لزوج كوبر يساوي صفرًا فإنه يتصرف وكأنه بوزون boson، أي أنه يمكن لجميع أزواج كوبر بأن يتواجدوا في نفس مستوى الطاقة وهذا بالطبع مخالف للإلكترونات والتي هي عبارة عن فرمون Fermions والتي تتبع مبدأ الاستبعاد لبولي والذي يسمح بتواجد إلكترون واحد فقط له نفس حالة كمية الحركة والبرم. حسب نظرية BCS فإنه يتم بناء الحالة الدنيا والتي خلالها تكون جميع الإلكترونات عبارة عن أزواج مترابطة، مما يؤدي إلى تثبيت جميع أزواج كوبر في الحالة الكمية التي تكون فيها كمية الحركة تساوي صفرًا. يمكن تصور هذه الحالة والتي يتم فيها تكثيف جميع الإلكترونات في نفس المستوى من الطاقة كمثل تكثيف جزيئات ^{4}He (والتي عبارة عن بوزون) إلى سائل هليوم superfluid liquid. يجب علينا أن نلاحظ الأتي، بما أن محصلة البرم دائمًا تساوي صفرًا لزوج كوبر (وكذلك العزم الزاوي)، فإن دالة الموجة التابعة لهم متماثلة كرويا (أي شبيهه بالحالة s- للهيدروجين). وحسب المفهوم الشبه كلاسيكي فإن زوج كوبر دائمًا في حالة تصادم رأسي، أي حركتهم دائمًا في اتجاه بعض. وبما أن الإلكترونين في حالة ترابط، فإن اتجاه مسارهم في تغير دائم للمحافظة على المسافة الفاصلة بينهم والتي تساوي معدل طول التماسك ξ.



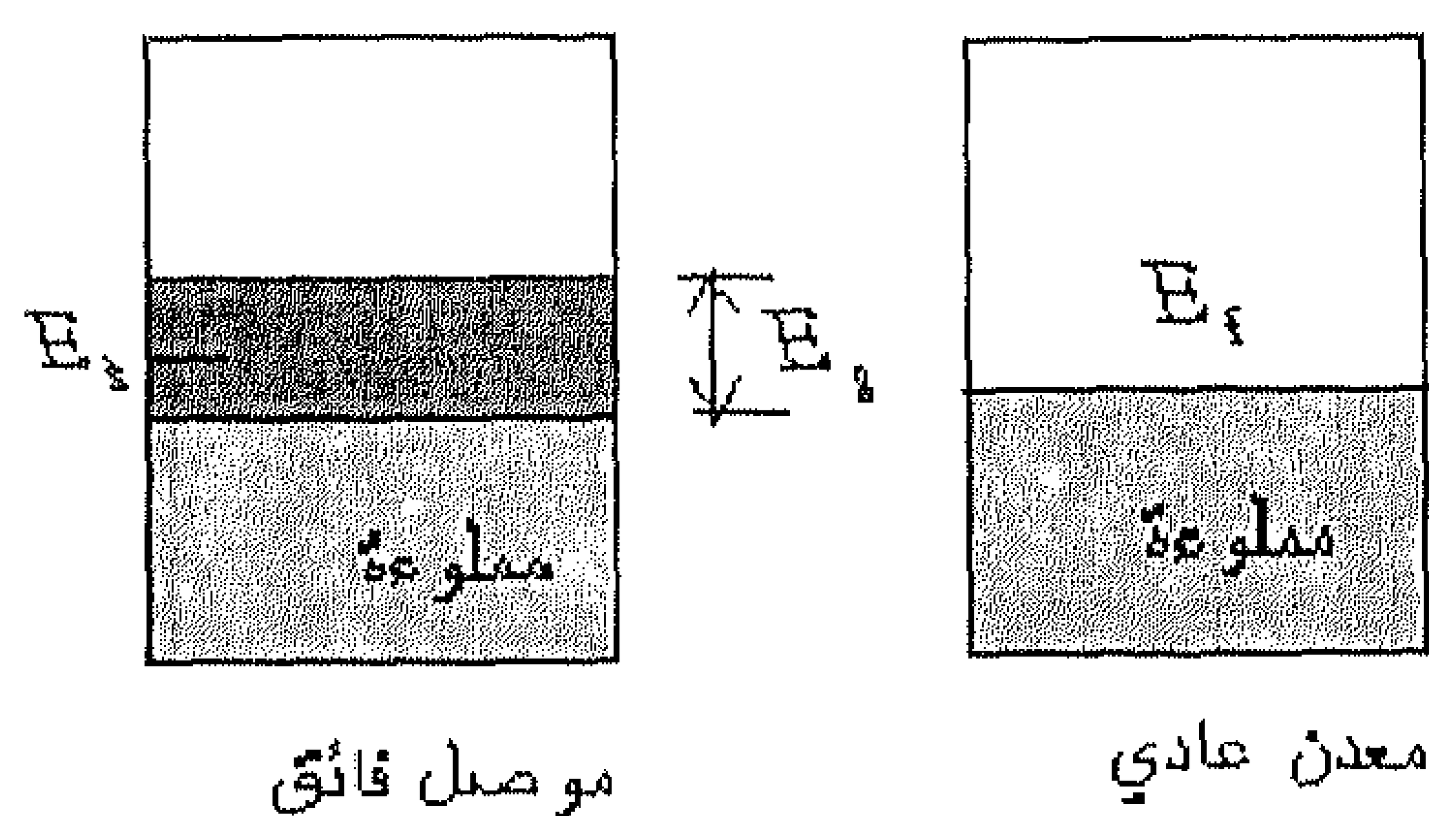
شكل (8.12)

رسم تخطيطي لزوج كوبر

لقد نجحت نظرية BCS في تفسير خواص الموصلات الفائقة مثل لماذا المقاومة تساوي صفرًا، وكيف يتم طرد الفيض المغنطيسي، فمثلا نستطيع أن نقول لكي نقلل من كمية الحركة عن طريق استطارة زوج كوبر بمفرده، فإنه من الضروري في نفس الوقت تقليل كمية الحركة لكل أزواج كوبر (كما يقال بالمثل الإنجليزي كل شيء أو لا شيء It is an "all or nothing at all")، فهذا يعني أنه لا نستطيع تغيير سرعة زوج كوبر واحد بدون تغيير سرعة جميع أزواج كوبر. شيء آخر تم توضيحه بواسطة هذه النظرية هو أن عيوب الشبيكة وكذلك اهتزاز الشبيكة والتي تستطير بفاعلية الإلكترونات في المعدن العادي، ليس لها تأثير على زوج كوبر! وبالطبع في غياب الاستطارة، فإن المقاومية تساوي صفرًا والتيار سوف يستمر إلى أمد بعيد. في الحقيقة إنه من المدهش ومن الغرابة إن الميكانزم التي تهتز بها الشبيكة والتي هي مسئولة جزئيا على المقاومية في المعدن العادي، هي التي زودتنا بالتفاعلات التي نتج عنها الموصلية الفائقة (تكوين زوج كوبر). ولذلك فالنحاس Cu والفضة Ag، والذهب Au من العناصر التي تكون فيها الاستطارة بسيطة عند درجة حرارة الغرفة فهي موصلات غير فائقة، بينما الرصاص Pb، والقصدير Sn، والزئبق Hg وبعض الموصلات الأخرى المعتدلة، فإن لديها استطارة شبيكة قوية (بالمقارنة بالعناصر السابقة) في درجة حرارة الغرفة، ولكنها تصبح موصلات فائقة عند درجات حرارة منخفضة.

لقد أشرنا سابقا إلى أن حالة التوصيل الفائق هي التي يكون فيها زوج كوبر يؤثر جماعيا وليس منفصلا، ولأن تكثف جميع أزواج كوبر في نفس الحالة الكمية يجعل النظام يتصرف وكأنه نظام كمي عملاق أو "جزيء ضخمmacromolecule". ولهذا السبب فإننا نجد أن الموصلات الفائقة تُظهر تأثيرات كمية على المستوى المنظور بالمقارنة بالذرات والجزيئات التي تظهر التصرف الكمي على المستوى المجهري. و يتم تمثيل الحالة المتكثفة لزوج كوبر بدالة موجة مفردة ومتماسكة والتي يرمز لها بـΨ، حيث تنتشر هذه الموجة داخل كل الموصل. من المهم أن نؤكد على أن استقرار حالة التوصيل

الفائق تعتمد اعتمادًا حرجًا على العلاقة المتبادلة بين أزواج كوبر. في الحقيقة تفسر هذه النظرية التوصيل الفائق بدلالة مستويات الطاقة "للجزيء الضخم" ووجود فجوة الطاقة بين الحالة الدنيا وحالة التهيج في النظام كما هو موضح في شكل **(8.13a)**. لاحظ أنه لا وجود لفجوة الطاقة في الموصلات العادية شكل **(8.13b)**. بالنسبة للموصلات العادية، فإن طاقة فرمي E_f تمثل أكبر طاقة حركة يمكن أن يكتسبها الإلكترون عند T=0K.



شكل (8.13)

صورة مبسطة لتركيب حزم الطاقة (a) في الموصلات الفائقة (b) في الموصلات العادية

أما طاقة الفجوة في الموصلات الفائقة عند T=0K فهي صغيرة ($10^{-3}eV$) بالمقارنة بطاقة الفجوة في أشباه الموصلات والتي بالتقريب تساوي 1eV، أو طاقة فرمي في المعادن والتي بالتقريب تساوي 5eV. حيث تمثل طاقة الفجوة في الموصل الفائق (E_g) بكمية الطاقة اللازمة لفصل زوج كوبر واحد. لقد توقعت نظرية BCS أن طاقة الفجوة عند T=0K بأنها تتناسب مع الدرجة الحرجة حسب المعادلة التالية :

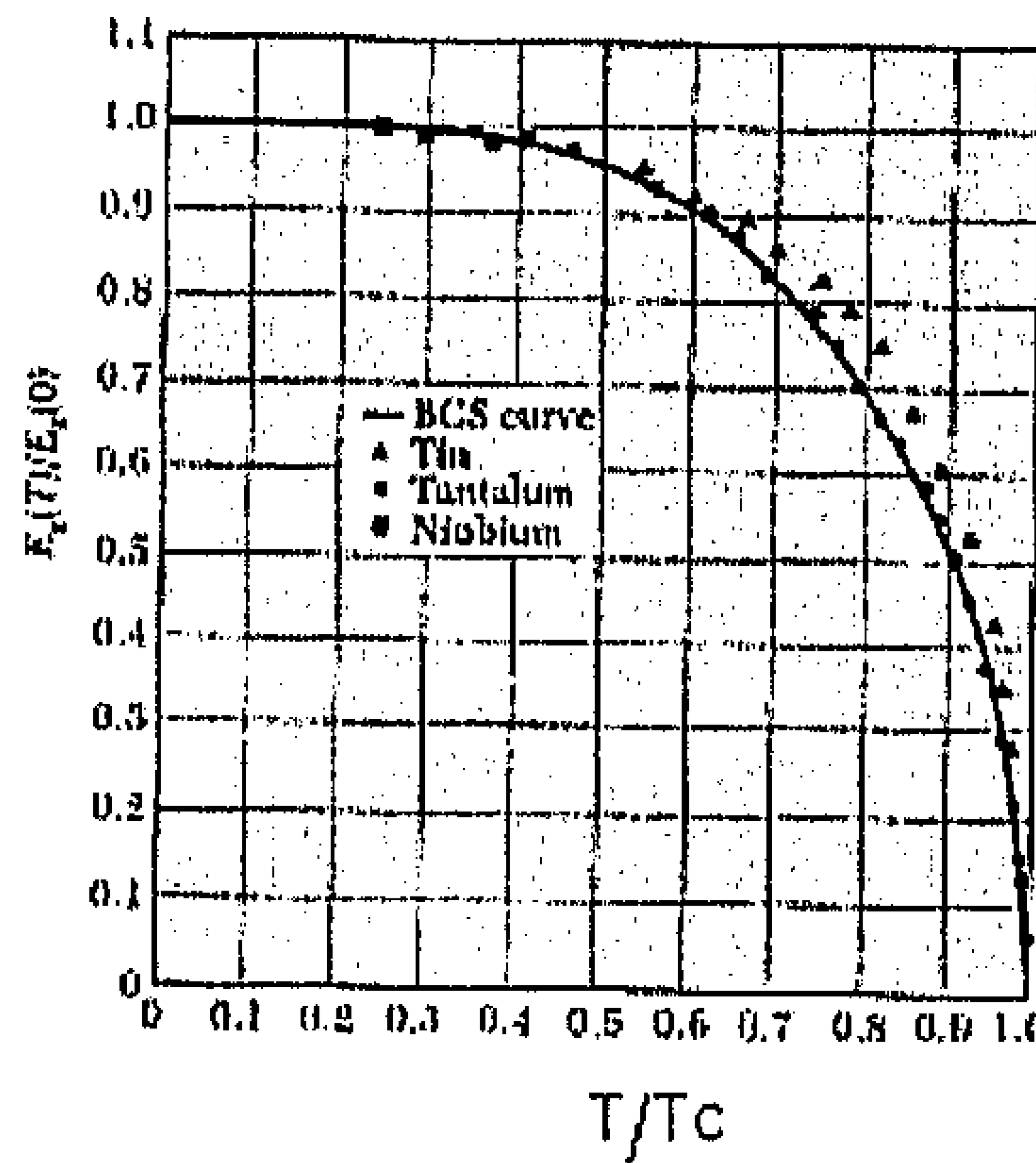
$$E_g = 3.53KT_c \quad \text{(8.7)}$$

نلاحظ من هذه المعادلة إن الموصلات الفائقة والتي لديها طاقة فجوة عالية سوف تكون درجة حرارتها الحرجة عالية أيضا. ومن خلال مناقشتنا السابقة للحرارة النوعية لاحظنا إن الدالة الآسية تحتوي على القيمة Δ والتي وجدت بأنها تساوي نصف طاقة

الفجوة $\Delta = \frac{1}{2}E_g$. بالإضافة إلى ذلك فإن قيم طاقة الفجوة المتوقعة من المعادلة (8.7) تتفق جيدًا مع النتائج التجريبية والمعطاة في جدول (8.4). لقد لاحظنا في شكل (8.10) إن الحرارة النوعية في غياب المجال المغنطيسي يحدث لها انقطاع عند الدرجة الحرجة (وهو ما يعرف بانتقال الطور من الدرجة الثانية حسب الديناميكا الحرارية). وقد وجد أيضًا عند درجات حرارة محدودة فإن الإلكترونات المتهيجة حراريًا تتفاعل مع زوج كوبر وتقلل من طاقة الفجوة. حيث تنقص طاقة الفجوة باستمرار من أعلى قيمة لها عند 0K حتى تصل إلى الصفر عند الدرجة الحرجة كما هو موضح في شكل (8.14) لعدة موصلات فائقة. أما المنحنى الصلب في هذا الشكل فإنه يمثل التغير في طاقة الفجوة حسب توقعات نظرية BCS .

جدول (8.4): يعطي طاقة الفجوة لعدة موصلات فائقة عند T=0K

الموصل الفائق	Al	Ga	Hg	In	Pb	Sn	Ta	Zn	La	Nb
E_g (meV)	0.34	0.33	1.65	1.05	2.73	1.15	1.4	0.24	1.9	3.05



شكل (8.14)

يوضح طاقة الفجوة المخفضة $E_g(T)/E_g(0)$ كدالة في درجة الحرارة المخفضة T/T_c لهذه العناصر، المنحنى الصلب يمثل توقعات نظرية BCS

الحل:	مثال (8.4):
الدرجة الحرجة لرصاص هي $T_c = 7.193K$، وباستخدام معادلة (8.7): $E_g = 3.53KT_c$ $= (3.53)(1.38x10^{-23} J/K)(7.193K)$ $= 3.50x10^{-22} J = 0.00219eV$ $= 2.19x10^{-3} eV$	استخدم معادلة (8.7) لحساب طاقة الفجوة بالنسبة لعنصر الرصاص Pb، ثم قارن ذلك بالقيمة التجريبية في جدول (8.4).

أما القيمة المتحصل عليها من التجربة فإنها تساوي $2.73x10^{-3}eV$، أي النسبة المئوية للفرق بين القيمتين بالتقريب تساوي 20٪.

8.7 قياسات طاقة الفجوة Energy Gap Measurements

هناك عدة طرق تم استخدامها لقياس طاقة الفجوة، فيما يلي سوف نتناول طريقتين الأولى تعرف بتنفيق الجسيم المفرد، أما الثانية فهي امتصاص الإشعاع الكهرومغنطيسي.

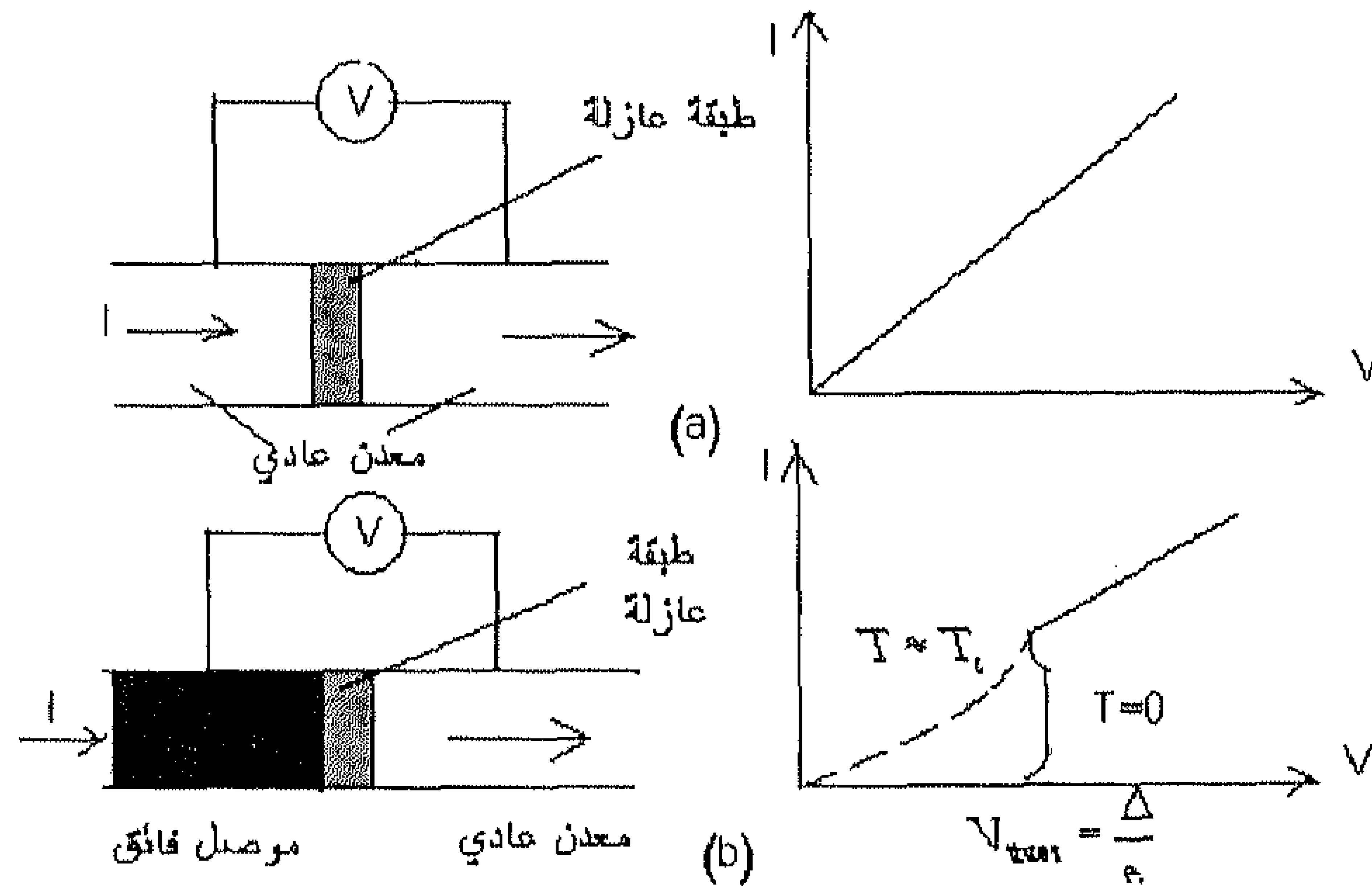
- **تنفيق الجسيم المفرد Single Particle Tunneling**

يمكن قياس طاقة الفجوة للموصل الفائق بدقة وذلك عن طريق استخدام تجربة التنفيق للجسيم المفرد (والتي يتم فيها استعمال إلكترونات عادية)، حيث تم الإفصاح عن هذه التجربة لأول مرة عن طريق قايفر Giaever وذلك سنة 1960. لقد أشرنا سابقا بأن التنفيق عبارة عن ظاهرة من ظواهر ميكانيكا الكم حيث يتم فيها اختراق الجسيم للحائل، رغم أنه من ناحية كلاسيكية لا يمكن حدوث ذلك لأن طاقة الجسيم تكون غير كافية لتخطي الحائل. لتوضيح ذلك فإننا نفرض أولا أنه لدينا معدنان عاديان ومفصولان بحائل من عازل رقيق كما هو موضح في شكل (8.15a). وعند توصيل المعدنين بفرق جهد V، فإن الإلكترونات تصبح لها القدرة على المرور من

معدن إلى آخر، أي يمر تيار عبر العازل. وإذا كانت قيمة الجهد صغيرة، فإن العلاقة بين الجهد- والتيار تكون خطية وتتبع قانون أوم. من ناحية ثانية إذا استبدل أحد المعدنين بموصل فائق على أن يحتفظ بدرجة حرارته أقل من الدرجة الحرجة T_c أنظر شكل (8.15b)، فإن شيئًا ما غير مألوف سوف يحدث. فعند زيادة الجهد لا يتم ملاحظة أي تيار إلى أن يصل الجهد إلى قيمة العتبة والتي تحقق العلاقة التالية:

$$V_t = E_g / 2e = \Delta / e$$

حيث Δ هي نصف طاقة الفجوة (حيث القيمة 2/ 1 جاءت من حقيقة تعاملنا مع تنفيق الجسيم المفرد، وإن الطاقة المطلوبة هي نصف طاقة الترابط لزوج كوبر 2Δ). فإذا كان مقدار حاصل eV يساوي على الأقل نصف طاقة الفجوة، فإن التنفيق يحدث بين المعدن العادي والموصل الفائق. هذه الطريقة تزودنا بقياسات مباشرة لطاقة الفجوة. إن المنحنى I-V في شكل (8.17b) يوضح العلاقة الغير خطية للوصلة، لاحظ أنه عند زيادة درجة الحرارة في اتجاه T_c، فإنه يمر تيار نفقي صغير عند جهد أقل من جهد العتبة، ناتج عن التوافق بين التهيج الحراري للإلكترونات المفردة والنقص في طاقة الفجوة.



شكل (8.15)

(a) العلاقة بين الجهد والتيار للإلكترونات التي تنفق خلال عازل رقيق بين معدنيين عاديين

(b) العلاقة بين الجهد والتيار للإلكترونات التي تنفق خلال عازل رقيق بين موصل فائق ومعدن عادي.

● **امتصاص الإشعاع الكهرومغنطيسي Absorption of Electromagnetic Radiation**

أما الطريقة الثانية التي سوف نتحدث عنها لقياس طاقة الفجوة في الموصلات الفائقة هي امتصاص الإشعاع الكهرومغنطيسي. لقد لاحظنا عند دراستنا لأشباه الموصلات إنه بالإمكان امتصاص الفوتنات بواسطة المادة وذلك عندما تكون طاقة الفوتنات أكبر من طاقة الفجوة. فعند امتصاص الفوتنات من قبل الإلكترونات الموجودة في حزمة التكافؤ لشبه الموصل، فإنه يتم تهيج هذه الإلكترونات عبر الفجوة إلى حزمة التوصيل. وبنفس الطريقة فإن الموصل الفائق يمتص الفوتنات التي طاقتها تزيد عن طاقة الفجوة 2Δ. أما إذا كانت طاقة الفوتنات أقل من 2Δ فإنه لا يحدث أي امتصاص. وعند امتصاص الفوتنات بواسطة الموصل الفائق، تنفصل أزواج كوبر. حيث تحدث عملية الامتصاص هذه عند ترددات بين الموجات الدقيقة microwave ودون الحمراء infrared كما سوف يتم توضيحه في المثال التالي.

مثال (8.4): أوجد أقل تردد لفوتن الذي سوف يمتص من قبل الرصاص عند T=0K، وما هو طول الموجة λ ؟ **الحل:** من جدول (8.4)، فإن طاقة الفجوة لرصاص $2.73x10^{-3}eV$، بوضع هذه القيمة تساوي طاقة الفوتن hf، وباستخدام التحويل:	$1eV = 1.60x10^{-19} J$ $hf = 2\Delta = 2.73x10^{-3} eV$ $= 4.37x10^{-22} J$ $f = \frac{4.37x10^{-22} J}{6.626x10^{-34} J.s}$ $= 6.60x10^{11} Hz$ $\lambda = c/f = 3x10^{8} ms^{-1} / 6.60x10^{11} Hz$ $= 0.455mm$

8.8 تكمية الفيض Flux Quantization

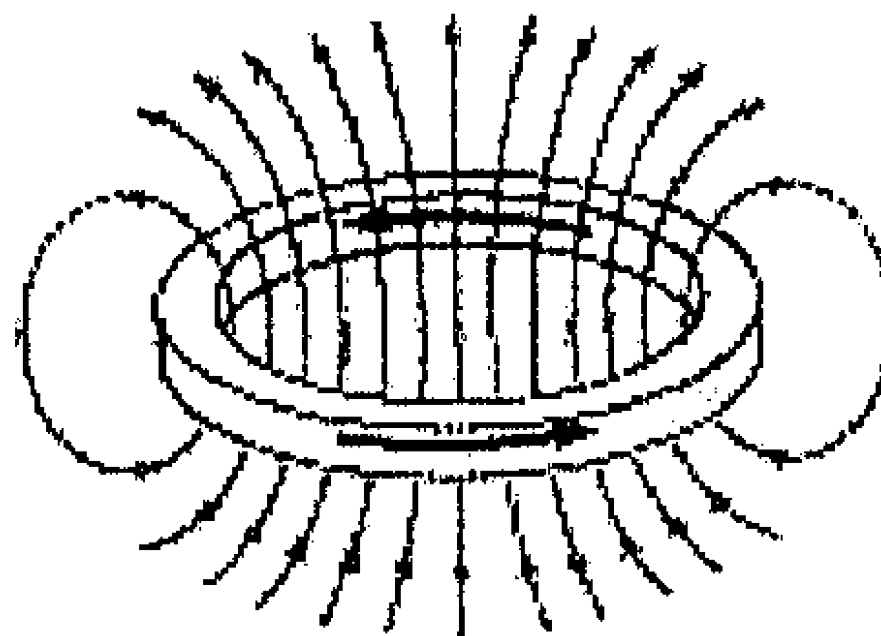
لقد تناولنا في بداية هذا الباب موضوع طرد الفيض المغنطيسي من قبل الموصل الفائق، والذي يكون على هيئة قرص أو اسطوانة بدون ثقب. ولكن إذا كان الموصل الفائق على هيئة حلقة موضوعة في مجال مغنطيسي ثم بعد ذلك أزيل المجال، فقد لاحظنا أنه يتم حجز خطوط الفيض داخل ثقب الحلقة كما هو موضح في شكل (8.16) وذلك ناتج عن استمرارية مرور التيار في الموصل الفائق. نتذكر كذلك أن ظاهرة التوصيل الفائق هي ظاهرة كمية، وقد اقترح لندن London بأنه تتم تكمية الفيض المغنطيسي بدلالة الوحدات h/e. حيث الشحنة الموجودة في المقام هي نتيجة افتراض لندن بأن التيارات الفائقة عبارة عن إلكترونات مفردة. ولكن قد أثبتت التجارب الدقيقة على حلقات صغيرة من الموصلات الفائقة على هيئة اسطوانة بأن الفيض الكمي هو عبارة عن نصف القيمة المتوقعة من قبل لندن. أي أن الفيض المغنطيسي Φ يساوي:

$$\Phi = \frac{nh}{2e} = n\Phi_0 \quad \text{(8.8)}$$

حيث n عدد صحيح و

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.0679x10^{-15} T.m^2 \quad \text{(8.9)}$$

والتي تعرف بكم الفيض المغنطيسي **magnetic flux quantum**. هذه النتيجة على اتفاق تام بنظرية BCS.



شكل (8.16)

يوضح استمرارية التيار في الموصل الفائق، والفيض المغنطيسي المحجوز في الحلقة

8.9 تنفيق جوسفسن Josephson Tunneling

لقد ناقشنا سابقا ظاهرة التنفيق لجسيم مفرد في وجود معدن عادي وعازل رقيق وموصل فائق. والآن ندرس نفس الظاهرة ولكن في وجود موصلين فائقين يفصلهم عازل رقيق. في سنة 1962 اقترح جوسفسن B.Josephson إنه بالإضافة إلى تنفيق الجسيم المفرد فإن زوج كوبر سوف تحدث له نفس الظاهرة خلال الوصلة. حيث توقع جوسفسن بأنه يمكن أن تحدث عملية التنفيق لزوج كوبر بدون أي مقاومة، مما ينتج عنها مرورًا للتيار المستمر بدون الحاجة إلى استعمال فرق جهد. أما التأثير الثاني الذي يمكن أن يحدث وهو استحداث تيار متردد عند توصيل الوصلة بفرق جهد مستمر.

في بداية الأمر أبدى الفيزيائيون شكوكهم حول اقتراح جوسفسن، وذلك لاعتقادهم بأن تنفيق الجسيم المفرد سوف يخفي تأثير تنفيق زوج كوبر. ولكن عند أخذهم في الاعتبار طور التماسك لزوج كوبر، فقد وجدوا أنه تحت ظروف معينة فإن احتمالية عملية التنفيق لزوج كوبر تكون مقاربة لتنفيق الجسيم المفرد. في الحقيقة عندما يكون سمك العازل رقيقًا جدًا (في حدود 1nm) فإنه يمكن مشاهدة تنفيق جوسفسن كمشاهدتنا لتنفيق الجسيم المفرد. في هذا الجزء من الباب سوف نصف ثلاثة أحداث رائعة لها علاقة بتنفيق زوج كوبر والتي في العادة تعرف بتأثير جوسفسن للتيار المستمر وتأثير جوسفسن للتيار المتردد، والتداخل الكمي .

- **تأثير جوسفسن للتيار المستمر DC Josephson Effect**

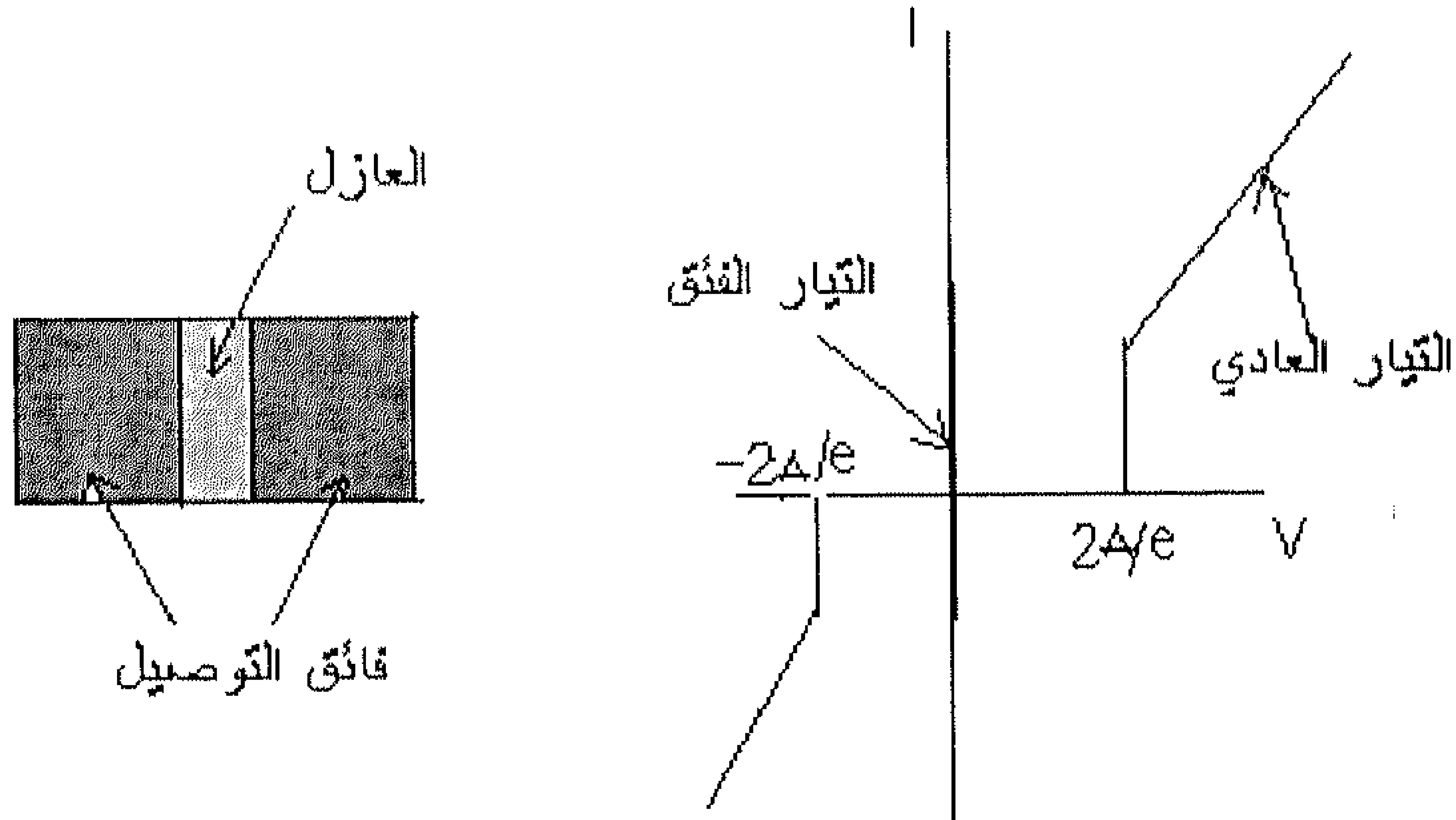
نفرض لدينا موصلان فائقان ومفصولان بطبقة أكسيد رقيقة جدا حيث يكون سمكها في العادة ما بين واحد واثنين نانومتر، كما هو موضح في شكل 8.17a، تعرف هذه التشكيلية بوصلة جوسفسن. يمكن تمثيل زوج كوبر في أي موصل فائق بدالة موجة والتي تأخذ الصورة التالية $\Psi = \Psi_0 e^{i\phi}$ ، حيث ϕ هو الطور ويكون متساويًا

لجميع أزواج كوبر. فإذا كان طور الموصل الفائق الأول هو ϕ_1، وللموصل الفائق الثاني ϕ_2، حيث أوضح جوسفسن بأن علاقة التيار بفرق الطور تأخذ الصورة التالية:

$$I_s = I_m \sin(\phi_2 - \phi_1) = I_m \sin\delta \quad \text{(8.10)}$$

حيث I_m هي أكبر قيمة للتيار المار عبر الوصلة عندما الجهد يساوي صفرًا.

إن أول تأكيد على تأثير جوسفسن للتيار المستمر جاء عن طريق كل من رويل Rowell وأندرسون Anderson وذلك سنة 1963، ومنذ تلك الفترة فقد تم تحقيق جميع توقعات جوسفسن النظرية. يوضح شكل (8.17b) علاقة التيار بالجهد لوصلة جوسفسن.



شكل (8.17)

(a) يوضح وصلة جوسفسن والتي تتكون من موصلين فائقين ومفصولين بعازل رقيق

(b) منحنى I-V لوصلة جوسفسن

تأثير جوسفسن للتيار المتردد AC Josephson Effect

عند توصيل فرق جهد عبر وصلة جوسفسن فإننا نشاهد أروع تأثير آلا وهو تولد تيار متردد يمكن تمثيله على الصورة التالية :

$$I = I_m \sin(\delta - 2\pi f t) \quad \text{(8.11)}$$

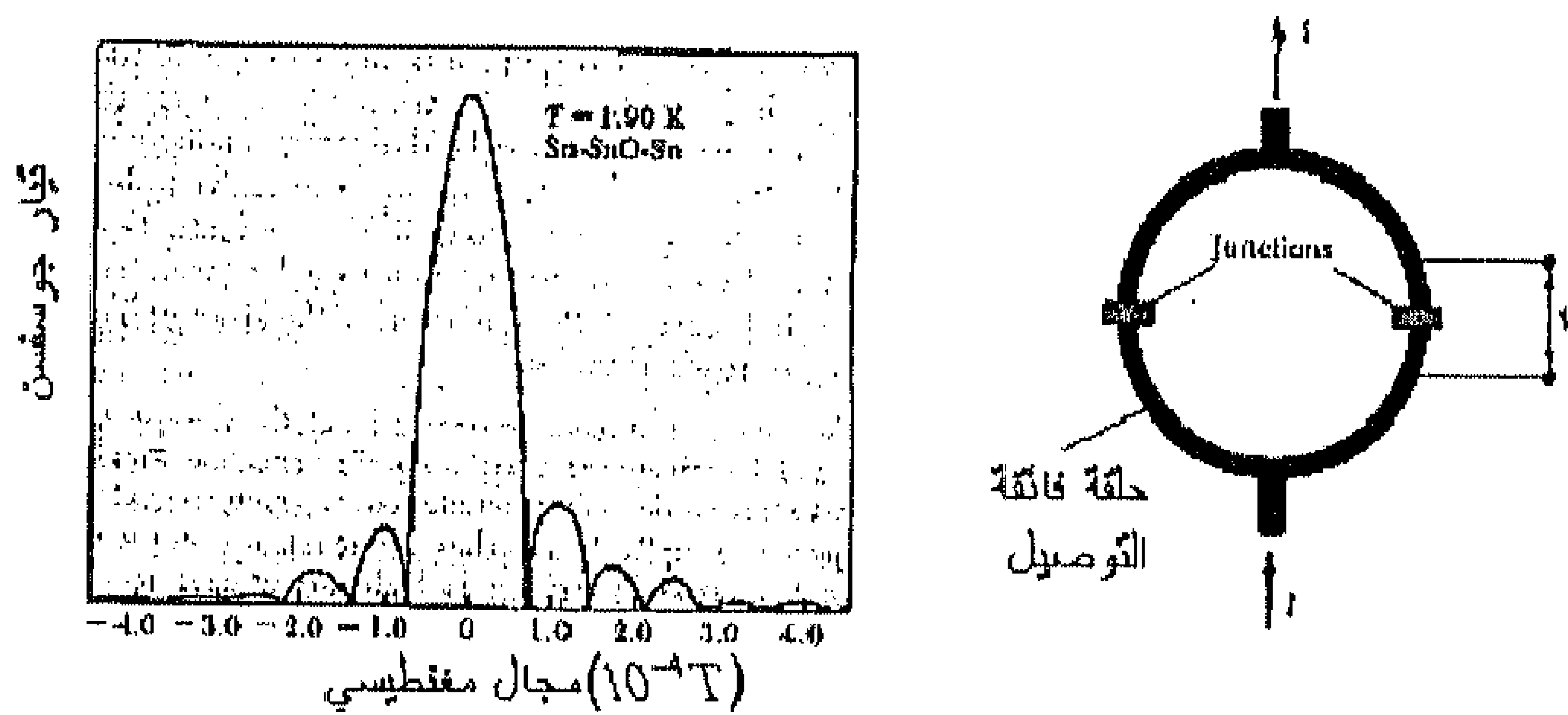
حيث δ مقدار ثابت ويساوي قيمة الطور عندما t=0، و f هي تردد تيار جوسفسن وتكتب على الصورة التالية:

$$f = \frac{2eV}{h} \quad \text{.............} \quad (8.12)$$

وبالتعويض في هذه العلاقة عن قيمة الجهد بالمقدار 1μV، فإن تردد التيار يساوي 483.6MHz. وإن القياسات الدقيقة لكل من التردد والجهد مكنت الفيزيائيين من حساب النسبة بين الشحنة وثابت بلانك (e/h) بدقة لم يسبق لها مثيل.

- **التداخل الكمي Quantum Interference**

أما التأثير الثاني الذي سوف يتم مناقشته في هذا الجزء، هو تصرف تيار النفق المستمر في وجود مجال مغنطيسي خارجي. فعند تعرض وصلة جوسفسن لمجال مغنطيسي فإننا نلاحظ أن أعلى قيمة للتيار الوصلة تعتمد على الفيض المغنطيسي الذي يتقاطع مع الوصلة. وقد توقع تحت هذه الظروف بأن التيار النفقي خلال الوصلة سوف يكون دوريا في الفيض الكمي. شكل (8.20a) يوضح العلاقة بين أعلى قيمة للتيار النفق كدالة في المجال المغنطيسي عندما تكون مادة الوصلة هي Sn-SnO-Sn وذلك عند درجة حرارة 1.9K. لاحظ من هذا الشكل أن التيار يكون دوريا مع الفيض المغنطيسي.



شكل (8.18)

(a) يوضح أعلى قيمة للتيار وصلة جوسفسن كدالة في المجال المغنطيسي في حالة الوصلة Sn-SnO-Sn (b) رسم تخطيطي لـ SQUID والذي يحتوي على وصلتين جوسفسن المتوازيتين.

إذا ما صممت دارة فائقة التوصيل والتي تحتوي على وصلتين جوسفسن المتوازيتين كما هو موضح في شكل (8.18b) فإننا سوف نلاحظ تأثيرات التداخل كما هو الحال في تجربة الفتحتين لينغ Young's double slit .

كما أشرنا سابقًا بأن التيار الكلي في هذه الحالة سوف يعتمد دوريًا على الفيض المغنطيسي داخل الحلقة. بما أن مساحة الحلقة تكون أكبر بكثير من مساحة الوصلة المفردة، فإن حساسية المجال المغنطيسي سوف تزداد أيضًا. يعرف مثل هذا الجهاز والذي يحتوي على وصلة أو أكثر لجوسفسن في دارته باسم SQUID وهي اختصار للكلمات التالية فائقة التوصيل Superconducting، كمي Quantum، وتداخلي Interference. ويستخدم جهاز SQUID لاكتشاف المجالات المغنطيسية الضعيفة والتي تصل قيمتها إلى $10^{-14}\,T$ (علما بأن المجال المغنطيسي للأرض يساوي $B_{earth} = 0.5x10^{-4}$ T)، ومن الأمثلة على ذلك مسح موجات الدماغ، وهي المجالات المتولدة عن التيار الحامل للعصبة.

8.10 الموصلات الفائقة عند الدرجات الحرجة العالية
High Temperature Superconductors

منذ اكتشاف ظاهرة التوصيل الفائق في سنة 1911 وحتى بداية الثمانينيات والعلماء يبحثون على مواد جديدة يمكن أن تظهر هذه الخاصية عند درجات حرارة عالية، حيث كانت أعلى درجة حرجة تم الحصول عليها هي 23.2K لمركب Nb_3Ge . أما من ناحية نظرية فإن توقعاتهم لأعلى درجة حرجة سوف تكون بالقرب من K30. ولكن في سنة 1986 تم اكتشاف هائل من قبل كل من العالم بدنورز J.G.Bednorz، والعالم مولر K.A.Muller في معمل الأبحاث بزيورخ، فقد أحدث هذا الاكتشاف ثورة في عالم التوصيل الفائق، حيث وجدوا أن أكاسيد اللنثانيوم، والباريوم، والنحاس في الحالة الخزفية تصبح موصلات فائقة عند درجة حرارة K30. وقد تم التعرف على هذا الطور للموصل الفائق في عدة معامل أخرى بأنه $La_2Ba_x\,CuO_4$. في بداية الأمر قوبل هذا

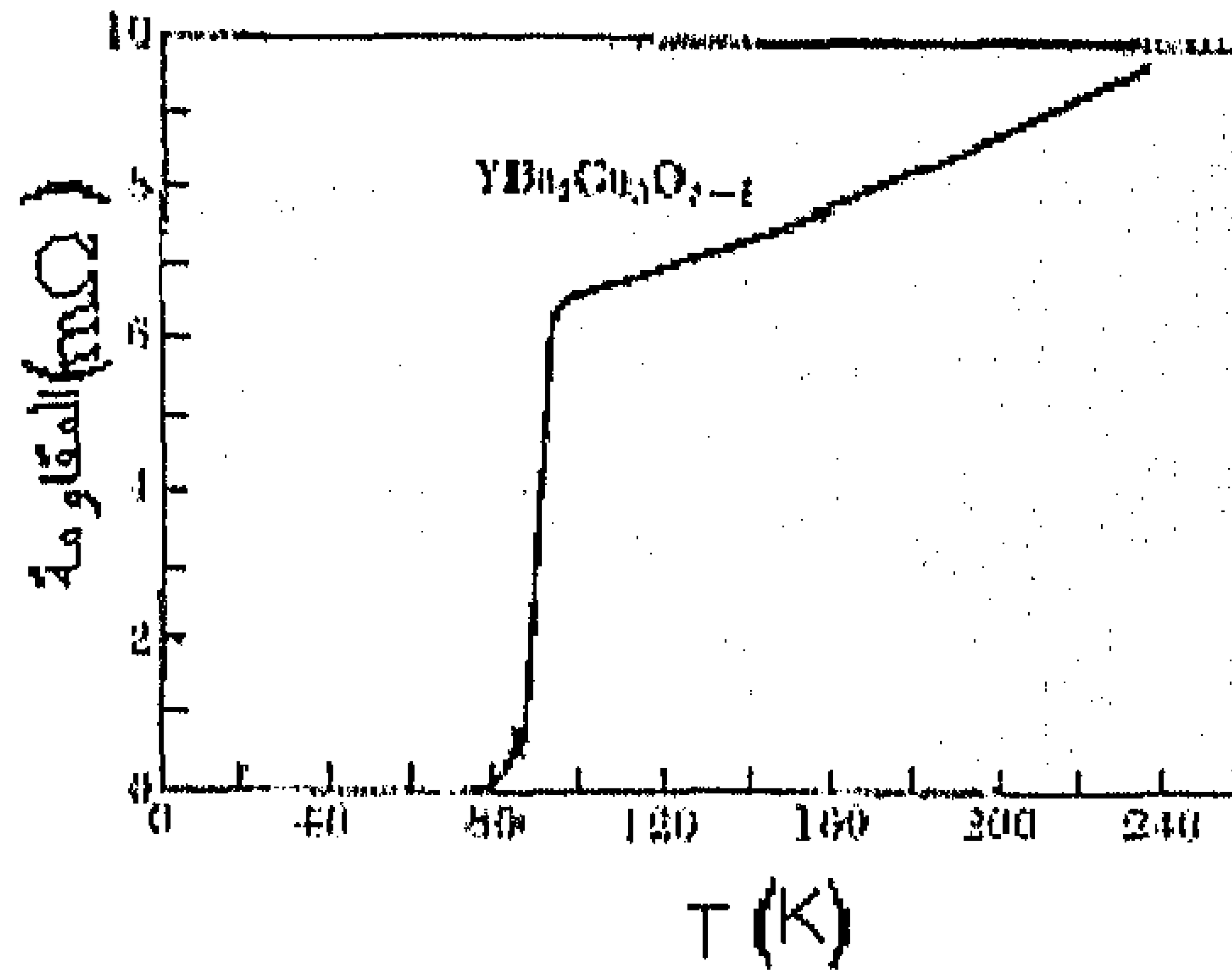
الاكتشاف بكثير من الشكوك لأنه لم يكن متوقعا الوصول إلى هذه الدرجة الحرجة العالية وخاصة في أكاسيد المعادن. وعند استبدال الباريوم بعنصر السترنتيوم استطاع الباحثون رفع الدرجة الحرجة إلى 36K. ونتيجة التأثر بهذا الحدث اشتغل العلماء في مختلف أنحاء العالم بشدة محاولين اكتشاف مواد أخرى لديها درجة حرجة أعلى من 30K، أما البحث عن تفسير تصرف هذه الموصلات الفائقة لأكاسيد المعادن فقد تسارع بدرجة عالية.

تعتبر سنة 1986 بداية لعصر جديد في مجال التوصيل الفائق عند درجات حرارة عالية، حيث منح كل من بدنورز ومولر جائزة نوبل سنة 1987 لاكتشافهم المهم في هذا المجال الجديد (تعتبر من أسرع جوائز نوبل التي يتم الاعتراف بها من قبل اللجنة المشرفة). وفي سنة 1987 أعلن الباحثون في كل من جامعتي ألباما، وهيوستن بالولايات المتحدة الأمريكية عن اكتشافهم للموصلية الفائقة عند درجة حرارة قرب 92K، وذلك في عينات تحتوي على كل من اليتريوم Y، والباريوم Ba، والنحاس Cu، والأكسجين O. وقد تم تأكيد هذا الاكتشاف في عدة أماكن من العالم، حيث تم التعرف على الطور الموصل والذي يتركب من $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. يوضح شكل (8.19) رسم العلاقة بين المقاومية ودرجة الحرارة لهذا المركب (والذي تم تحضيره من قبل المؤلف ومجموعته البحثية في مركز البحوث النووية بطريقة بديلة وهي استخدام نيترات العناصر بدلًا من الطريقة المتبعة وهي أكاسيد العناصر). تعتبر هذه النقلة من الخطوات الهامة milestone في مجال الموصلية الفائقة، حيث إنَ الدرجة الحرجة لهذا المركب تفوق درجة غليان سائل النيتروجين (77K) والذي متوفر بكميات كبيرة ويسهل التعامل معه بالمقارنة بسائل الهليوم. أما أهم العوامل التي جعلت من هذا المركب ذات أهمية بالغة هي:

1. سهولة التعامل مع أكاسيد المعادن شجع كثير من المعامل الصغيرة والجامعات تحضير هذا المركب.
2. الدرجة الحرجة لهذا المركب T_c مرتفعة، أيضًا المجال المغنطيسي يصل إلى 100K.

3. أما الخواص الآلية المسئولة عن التوصيل الفائق في هذا المركب تمثل تحديًا كبيرًا للباحثين النظريين.

4. نظرا لاحتياج هذا المركب إلى سائل النيتروجين فقط، سوف تكون له أهمية بالغة من الناحية التقنية، حيث يتوقع مساهمته في عدة تطبيقات مثل الإلكترونيات، وتوليد الطاقة، والسبح المغنطيسي، وفي المواصلات.



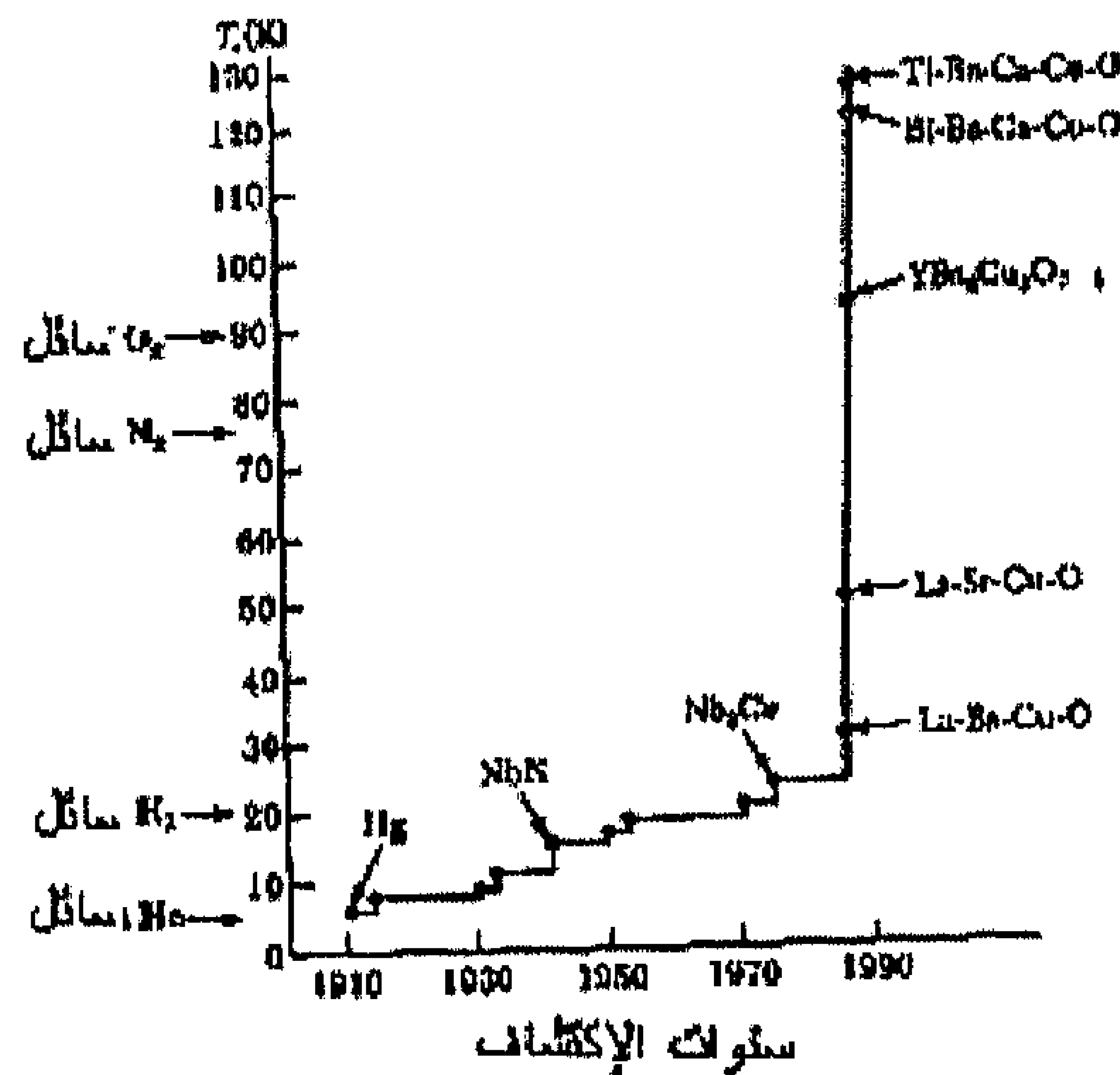
شكل (8.19)

اعتماد المقاومة على درجة الحرارة للمركب $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. الذي تم تحضيره بطريقة بديلة من قبل المؤلف ومجموعته البحثية

كل هذه الأسباب أدت إلى السرعة الفائقة التي تم بها نشر آلاف من الأوراق البحثية في هذا المجال خلال السنوات القليلة الماضية، بحيث أصبح من الصعب مراجعتها جميعا، ولكن بدلًا من ذلك سوف نركز الانتباه على بعض الاكتشافات الحديثة ونصف وجه التشابه والخلاف بين الموصلات الفائقة الجديدة والقديمة (أي قبل 1986).

في السنوات الأخيرة تم تحضير مركبات أخري من أكاسيد المعادن والتي على هيئة خزف أيضًا، حيث اجتازت الدرجة الحرجة 100K، فمثلا في بداية 1988 أعلن الباحثون عن تحضير مركب تصل درجته الحرجة إلى 120K والمركب هو $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$ ، ثم بعد ذلك نجحوا في تحضير مركب آخر تصل درجة حرارته

الحرجة إلى K125 والمركب هو $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$، ولكن هذه المركبات الجديدة يتم تحضيرها بصعوبة بالغة وتحتاج إلى عناية فائقة عند التحضير (نود الإفادة بأنه قد تم تحضير هذه المركبات في معمل التوصيل الفائق بمركز البحوث النووية من قبل المؤلف وبعض طلبة المشاريع البارزين وذلك بعد محاولات عديدة). يوضح شكل (8.20) رسم توضيحي لتطور الدرجة الانتقالية منذ بداية اكتشاف ظاهرة التوصيل الفائق.

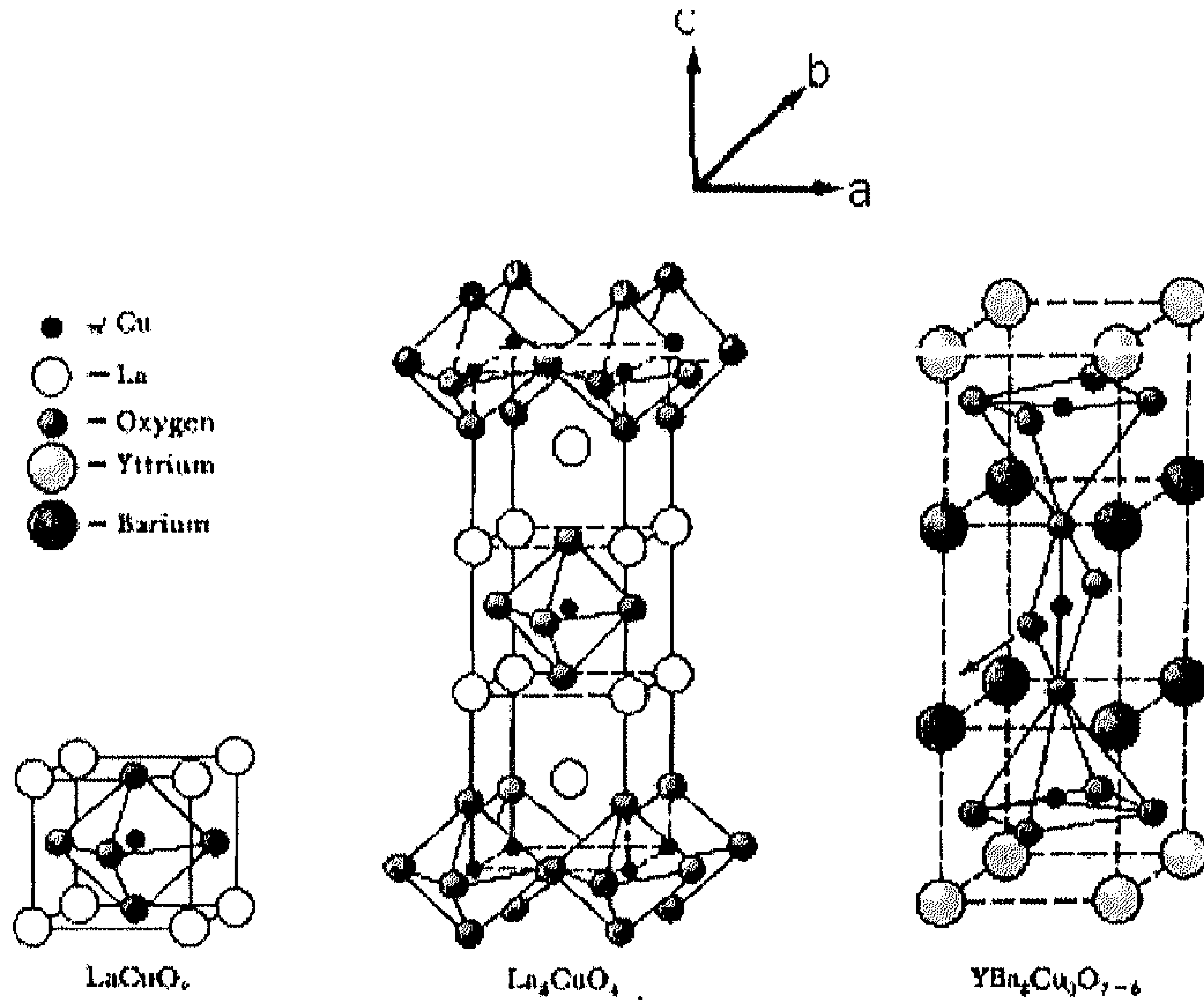


شكل (8.20)

يوضح تطور الدرجة الحرجة منذ اكتشاف هذه الظاهرة

لقد لاحظنا أن المواد التي تم اكتشافها حديثًا والتي لديها T_c مرتفعة، فإن جميعها يحتوي بشكل أو آخر على أكسيد النحاس CuO_2 ويمكن تصنيف هذه المركبات الجديدة تحت ما يعرف بالتركيب البلوري البرفوسكايت perovskite. فالصنف الأول الموضح في شكل (8.21a) يعرف يالبرفوسكايت المكعب (a=b=c) كما هو الحال في المركب $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ والذي درجته الحرجة تساوي 10k، والصنف الثاني يعرف بالتركيب $KNiF_4$ والذي يتكون من طبقة واحدة من البرفوسكايت ذات الشكل الرباعي المشوه ($a=b\neq c$) كما هو موضح في شكل (8.21b) وكمثال على ذلك المركب

$La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ ، والذي درجته الحرجة تساوي 38K، لاحظ أن الأبعاد b،a مقاسة في مستويات النحاس ـ والأكسجين، بينما c فهو عموديًا على هذه السطوح. أما الصنف الثالث فهو يتكون من عدة طبقات من البرفوسكايت والذي موضح في شكل (8.21c) ومثال على ذلك المركب $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ذات تركيبة المعين ($a \neq b \neq c$) يشار في بعض الأحيان إلى هذا المركب 1-2-3 نسبةً إلى التركيبة المعدنية. في الحقيقة تجنبنا توضيح المركبات الأكثر تعقيدا التي تم اكتشافها مؤخرا، ولكن من المشوق أنه عند فحص هذه المركبات فإننا نلاحظ الآتي. من الظاهر أن هناك علاقة مباشرة بين عدد طبقات النحاس والأكسجين في المركب والدرجة الحرجة. من الواضح أن الدرجة الحرجة تزداد بإضافة هذه الطبقات إلى المركبات السابقة. ولذلك فإن الاعتقاد السائد بأنه بإضافة عدد أكثر من طبقات النحاس ـ والأكسجين إلى هذه المركبات الأكسيدية سوف يرفع من الدرجة الحرجة، بناءً على هذه النتائج يتوقع بعض الخبراء في هذا المجال بأن الدرجة الحرجة يمكن أن تتعدى 200K. جدول (8.5) يلخص بعض خواص هذه المركبات.



شكل (8.20)

يوضح التركيبة البلورية لعدة موصلات فائقة جديدة

جدول (8.5): بعض خواص مركبات ذات الدرجة الحرجة العالية

الموصل الفائق	$T_c(K)$	$B_{c2}(0)$ تسلا
$La\text{-}Ba\text{-}Cu\text{-}O$	30	
$La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_5$	36.2	36<
La_2CuO_4	40	
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	92	160
$ErBa_2Cu_3O_{9-\delta}$	94	28<
$DyBa_2Cu_3O_7$	92.5	
$Bi\text{-}Sr\text{-}Ca\text{-}Cu\text{-}O$	120	
$Tl\text{-}Ba\text{-}Ca\text{-}Cu\text{-}O$	125	

أصبح الآن من المتأكد بأن أعلى قيمة للتيارات الفائقة تكون في المستويات التي تحتوي على النحاس والأكسجين وتكون أقل ما يمكن في الاتجاه العمودي على هذه المستويات. حيث تصل كثافة التيار الحرج في مستويات النحاس والأكسجين في الأفلام الرقيقة إلى $10^{10}\,A/m^2$ وذلك، بالنسبة للمركب $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ولذلك يمكن اعتبار عملية التوصيل تحدث في بعدين. ولكن لسوء الحظ فإن كثافة التيار في هذه العينات الخزفية ذات الحجم يكون صغيرًا جدًا بالمقارنة بالقيمة السابقة، حيث وجد أن قيمته ($10^5 - 10^7\,A/m^2$) فهذه القيمة تعتبر صغيرة جدًا لعديد من التطبيقات.

بالإضافة إلى الخواص المعروفة عن الموصلات الفائقة مثل أن المقاومة تساوي صفرًا، والمغنطيسية المعاكسة، فإن هذه المركبات الجديدة (أكاسيد النحاس) لديها الخواص التالية:

1. تعتبر من الموصلات الفائقة نوع II، ولديها مجال مغنطيسي حرج أكبر من 100T.
2. طبيعتها اتجاهية الخواص anisotropic، كما هو واضح من المقاومة الصغيرة في مستويات النحاس - والأكسجين وكبيرة في الاتجاه العمودي على هذه المستويات.

3. لديها التركيبة الحبيبية أو الخزفية، نتيجة لذلك ولسوء الحظ من خواصها الميكانيكية أنها سريعة الانكسار وغير مرنة.

4. يتضح بأن هناك علاقة مباشرة بين خواصها لتوصيل الفائق وتركيبتها البلورية (احتوائها على عدد من طبقات النحاس- والأكسجين).

5. استبدال الذرات في طبقات أكسيد النحاس سوف يفسد أو يهدم الموصلية الفائقة، بينما تعويض الذرات في أماكن أخرى سوف يكون له تأثير بسيط على الموصلية الفائقة.

6. كثافة التيار الحرج ف العينات التي على شكل بلورات ذات حجم يكون صغيرًا ($10^6\ A/m^2$)، ولكنه يكون أكبر بكثير في حالة الأفلام الرقيقة.

- **آلية الموصلية الفائق ذات الدرجة الحرجة العالية T_c ...**

Mechanism of high Temperature Superconductivity

من المهم أن نلاحظ أنه على الرغم من أن نظرية BCS قد نجحت إلى حد بعيد في تفسير خواص وتصرف ما يعرف "بالجيل القديم" للموصلات الفائقة، ولكن العلماء النظريين ما زالوا يحاولون فهم طبيعة الموصلية الفائقة في "الجيل الجديد" أو ما يعرف بأكسيد المعدن ذات الدرجة الحرجة العالية T_c. وإن عدة نماذج وآليات قد تم اقتراحها لهذا الغرض ولكن تفاصيلها بعيدة عن مستوى هذا الكتاب. من المشوق أن نلاحظ أن كثيرًا من الملاحظات التجريبية التي لها علاقة بالموصلات الفائقة التي تحتوي على أكسيد النحاس تتفق مع توقعات نظرية BCS، أما الدليل على ذلك فهو:

1. على الرغم من أنه هناك اختلاف واسع في نتائج المجموعات البحثية، فإن أغلب الموصلات الفائقة التي تحتوي على اكاسيد النحاس لها طاقة فجوة تقع في مدى توقع نظرية BCS وهي T_c K3.53.

2. كما لاحظنا سابقا أن نظرية BCS افترضت وجود زوج كوبر، فإن زوج

الشحنات الحاملة تدخل في عملية الموصلية الفائقة في الجيل الجديد، حيث تم توضيح ذلك عن طريق تجارب تكمية الفيض.

3. عدم الاستمرارية في منحنى الحرارة النوعية عند الدرجة الحرجة، يشبه توقعات نظرية BCS.

على الرغم أن نظرية BCS تتفق مع تلك الملاحظات، فإن الآلية الأساسية لتفسير تصرف الموصلات الفائقة التي تحتوي على أكسيد النحاس ما زالت تحتاج إلى التعرف عليها بشكل حاسم. هناك أدلة كافية تشير إلى أن الشحنة الحمالة والمسئولة عن عملية التوصيل الفائق في حالة الموصلات الفائقة ذات الدرجة الحرجة العالية عبارة عن زوج الفجوة (نوع - موجب p-type) والناتجة عن فقد في ذرات الأكسجين. أما الاكتشافات الأخيرة فقد دلت على أن صنف آخر من زوج الإلكترونات (n-type) في أكاسيد الموصلات الفائقة قد زاد من تعقيد تفسير عملية التوصيل في هذا الصنف. فهذا يقودنا إلى اقتراح بأن عدة آليات محتملة ضرورية لتفسير عملية التوصيل، أو ضرورة صياغة نظرية شاملة لتأخذ في الاعتبار كل أزواج الإلكترونات والفجوات.

8.11 بعض التطبيقات Some Applications

إن اكتشاف الموصلات الفائقة ذات الدرجة الحرجة العالية سوف يساعد في المستقبل على إدخال العديد من التقنيات المتقدمة، ولكن هناك العديد من المشاكل التي لها علاقة بعلوم المواد والتي يجب أن نتغلب عليها قبل أن تصبح مثل هذه التطبيقات على أرض الواقع. ربما من أهم الصعوبات التقنية وهي كيف يمكن صب مثل هذه المادة الخزفية القابلة للكسر في أشكال يمكن الاستفادة منها مثل أسلاك أو أشرطة لاستعمالها في التطبيقات الكبيرة، أو الأفلام الرقيقة في حالة الأجهزة الصغيرة مثل SQUID. هناك مشكلة أخرى وهي قلة كثافة التيار في حالة المركبات الخزفية ذات الحجم مقارنة بالأفلام الرقيقة. وإذا ما افترضنا بأننا تغلبنا على مثل هذه

المشاكل فإنه من المشوق بأن نتنبأ ببعض التطبيقات المستقبلية لهذه المواد التي تم اكتشافها حديثا.

من الواضح كأحد التطبيقات التي سوف تستفيد من حقيقة أن المقاومة تساوي صفرًا بالنسبة للتيار المستمر في الموصلات الفائقة، هو استثمار ذلك عند إنشاء خطوط نقل القدرة الكهربية. من المعروف أن جزءًا لا بأس به من الطاقة الكهربية يتم فقده على صورة حرارة عند مرور التيار في الموصل العادي مثل النحاس. فإذا ما استطعنا تصميم خطوط القدرة الكهربية من الموصلات الفائقة الجديدة، فإننا سوف نتجنب هذا الفقد، وبذلك نستطيع توفير مبالغ هائلة من تكلفة الطاقة.

إن الموصلات الفائقة الجديدة يمكن أن يكون لها تأثير كبير في مجال الإلكترونات، فمثلا يمكن استخدام وصلة جوسفسن كأحد العناصر الداخلة في صناعة الحاسب الآلي. بالإضافة إلى ذلك إذا استطعنا استخدام أفلام الموصلات الفائقة لتوصيل داخليا شذرات chips الحاسوب، فإن حجم الشذرة سوف يقل وبذلك تتحسن السرعة نتيجة لذلك. مما يساعد على نقل المعلومات بأكثر سرعة وأيضا نستطيع إضافة أكبر عدد من الشذرات في الدارة الكهربية بدون توليد أي حرارة.

أما ظاهرة السبح المغنطيسي التي تم مناقشتها سابقا يمكن أن تستغل في مجال المواصلات، في الحقيقة لقد تم بناء النموذج الأول في اليابان لقطار يستخدم مغنطيس من مادة فائقة التوصيل في العربة (حيث يستعمل سائل الهليوم كمبرد)، ويرتفع القطار فوق خطوط السكة عن طريق تنافر التيارات الدوامية المتولدة في الموصل العادي. أحد التطبيقات الأخرى الهامة والتي تستعمل الموصلية الفائقة هو بناء المغنطيسات، حيث يعتبر هذا النوع من المغنطيسات ذات المجال العالي مهم جدًا في تشغيل المعجلات. في الوقت الحاضر جميع هذه المعجلات تستخدم سائل الهليوم، ومرة أخرى سوف يكون هناك توفير كبير باستخدام التقنية التي تعتمد على سائل النيتروجين.

تطبيق آخر مهم يستخدم المغنطيسات المصنوعة من الموصلات الفائقة كأداة

لتشخيص والتي تعرف "التصوير بالرنين المغنطيسي" Magnetic Resonance Imaging (MRI) ". لقد لعبت هذه التقنية دورًا مهمًا في التشخيص الطبي خلال السنوات القليلة الماضية وذلك لاستعمالها إشعاع غير مضر يقع في منطقة rf حيث ترددها بالتقريب MHz5 للحصول على صور لأجزاء الجسم بدلا من الأشعة السينية x-ray. بما أن هذه التقنية تحتاج إلى مجال مغنطيسي قوي والذي يتم توليده باستخدام الموصلات الفائقة، فإن الأسعار المبدئية لتشغيل MRI تكون مرتفعة، ولكن استعمال الموصلات الجديدة حيث يتم استخدام سائل النيتروجين كمبرد، فإن أسعار التشغيل سوف تنخفض.

وفي مجال توليد الطاقة، فإن العديد من الشركات والمعامل التابعة لدولة تشتغل منذ سنوات عديدة لتطوير المحركات والمولدات المصنوعة من الموصلات الفائقة. في الحقيقة قد تم تصنيع بعض المحركات الصغيرة من المواد الخزفية الجديدة وذلك في المعمل الوطني بأرقون Argonne National Laboratory.

ذكرنا في السابق بعض الشيء عن استخدامات ما يعرف SQUID ومقياس شدة المجال المغنطيسي والتي تستفيد من تأثير جاسفسن والتداخل الكمي. مثل هذه الأجهزة تستخدم الآن لقياس وتفسير المجال المغنطيسي الضعيف المتولد بالدماغ. بعض التطبيقات الأخرى على المستوى الصغير لوصلة جاسفسن هو كمعيار للجهد، وأيضا في الكواشف للأشعة دون الحمراء. يجب أن نلاحظ إنه يتم تصنيع SQUID من أفلام رقيقة من مركب $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$، وإن وصلة جاسفسن المصنوعة من هذا المركب يتم تشغيلها عند درجة حرارة سائل النيتروجين، ولكن مع كل أسف نتيجة لأن هذه المواد سهلة الكسر وكذلك نتيجة ضعف التيار المتولد فيها، فإنه من غير المتفائل أن يكون لها تطبيقات في الوقت القريب على المستوى الكبير.

الملخص

- الموصلات الفائقة عبارة عن مواد تكون فيها المقاومة للتيار المستمر تساوي صفرًا، وذلك إذا خفضت درجة حرارتها إلى أقل من **الدرجة الحرجة** T_c .
- الخاصية الثانية للموصلات الفائقة نوع I هو تصرفها وكأنها مغنطيسية معاكسة مثالية، فعند درجات حرارة أقل من T_c ،
- فإن أي مجال خارجي سوف يطرد من داخل الموصل الفائق نوع I، تعرف هذه الظاهرة بتأثير ميزنر Meissner Effect.
- يمكن للمجال المغنطيسي الخارجي أن يلغي حالة الموصلية الفائقة للمادة، وذلك إذا زادت شدة المجال الخارجي عن **شدة المجال المغنطيسي الحرج** B_c ،
- والذي قيمته أقل من 0.2T لعناصر الموصلات الفائقة نوع I .
- الموصلات الفائقة نوع II مميزة بمجالين حرجين، فعندما يكون المجال المستعمل أقل من المجال الحرج الأصغر B_{c1} فإن المادة تكون في حالة توصيل فائق كليا، حيث المجال لا يخترق العينة.
- وإذا زاد المجال المستعمل عن المجال الحرج الأعلى B_{c2} ، فإن حالة التوصيل الفائق سوف تهدم ويخترق الفيض المغنطيسي المادة كليا. ولكن إذا كانت قيمة المجال المستعمل تقع ما بين B_{c1} ، و B_{c2} ، فإن المادة سوف تكون في حالة مزج والمقصود بذلك أن مناطق الموصلية الفائقة تحتوي على خيوط ذات مقاومة عادية.

➢ عند بدء التيارات المستمرة أو ما يعرف بالتيارات الفائقة في حلقة من مادة فائقة التوصيل، فإنها سوف تستمر في الدوران لعدة سنوات دون أي فقد أو احتياج لتوصيل فرق الجهد، فهذا ناتج عن أن المقاومة للتيار المستمر تساوي صفرًا في حالة التوصيل الفائق.

- إن النقطة الأساسية في نظرية BCS للموصلية الفائقة في المعادن، هو تكوين الحالة المقيدة وتعرف بزوج كوبر والتي تتكون من إلكترونين متساويين في مقدار كمية الحركة والبرم ومتضادتين في الاتجاه. أما قدرة الإلكترونين على تكوين الحالة المقيدة، ناتج عن التفاعل التجاذبي الضعيف والذي تعمل فيه شبيكة البلورة كوسيط. وهذا يحدث عندما أحد الإلكترونات ينجذب بضعف نحو الآخر ويحدث تشوه مؤقت في الشبيكة عند مروره خلالها. أثناء الحالة الدنيا لنظام الموصلية الفائقة، فإن جميع الإلكترونات تكون أزواج كوبر وتكون في الحالة الكمية بكمية حركة تساوي صفرًا. حيث يتم تمثيل حالة التوصيل الفائق بموجة متماسكة مفردة والتي تنتشر في جميع أنحاء العينة. تتوقع نظرية BCS بوجود طاقة فجوة معطاة بالمعادلة $E_g = 3.53T_c$

- وذلك على عكس حالة الموصلات العادية والتي ليس لديها طاقة فجوة. تمثل طاقة الفجوة هذه كمية الطاقة اللازمة لفصل زوج كوبر واحد، وتقدر قيمتها في حدود 1mV بالنسبة للموصلات الفائقة الأولية. إن توقعات نظرية BCS في توافق تام مع معظم الخواص التي تمت ملاحظتها بالنسبة للموصلات الفائقة التقليدية، مثل الحرارة النوعية، وظاهرة التنفيق، وامتصاص الأشعة الكهرومغنطيسية، وتكمية الفيض.

➢ إن اكتشاف الموصلية الفائقة عند درجات حرارة عالية في سنة 1986 من قبل كل من بدنورز، وملر، زاد من ولوع العلماء في مجال الموصلية الفائقة مما أدّى إلى نشر العديد من الأبحاث خلال فترة وجيزة. منذ لحظة اكتشاف المركبات الجديدة، فإن نقاط أولية أخرى كثيرة توصل إليها الباحثون ومن ضمنها اكتشاف مركبات الموصلية الفائقة ذات الدرجة الحرجة العالية حيث وصلت إلى 125K. لقد لاحظوا أن جميع المركبات التي لديها T_c مرتفعة تحتوي على أكسيد النحاس وإن هناك علاقة بين درجتها الحرجة وعدد الطبقات التي تحتوي على النحاس - والأكسجين في تركيبتها البلورية. إن الشيء المهم من

هذه الاكتشافات هو إعطاء الأمل في تطوير العديد من الأجهزة التي تشتغل عند درجات حرجة عالية (حيث الهدف النهائي هو الوصول إلى درجة حرارة الغرفة). إن مقاومية الجيل الجديد من الموصلات الفائقة والتي تعرف بالموصلات الفائقة صنف type – II، تعتمد كثيرا على الاتجاه anisotropic، ومجالها الحرج يكون عاليًا في حالة الأفلام الرقيقة، ولكن مع كل أسف إن مثل هذه المواد الخزفية ذات الحجم يكون لديها تيار حرج صغير وأيضا هذا الصنف من المواد يكون قابلا للكسر. رغم أن نظرية BCS متفقة مع معظم الملاحظات التجريبية، فإن الآلية الأساسية التي وراء الموصلية الفائقة في هذا الجيل الجديد لازالت غامضة. ولذلك فإننا محتاجين إلى تكافل جهود العلماء لكي يتغلبوا على مثل هذه الصعوبات حتى يتم الاستفادة منها في تصميم الأجهزة ذات الأحجام الكبيرة. أما البحث عن موصلات فائقة تقترب درجتها الحرجة من درجة حرارة الغرفة يكون الهدف النهائي والتحدي الكبير الذي يواجه العلماء في المستقبل القريب.

مسائل الباب الثـامن

8.1 سلك مصنوع من سبيكة Nb_3Al نصف قطره 2mm وحفظ عند درجة حرارة 4.2K. باستخدام المعلومات في جدول (8.2) أوجد:

a) أعلى قيمة للمجال الحرج لهذا السلك عند درجة الحرارة هذه،

b) أعلى قيمة للتيار الذي يمكن أن يمر في السلك قبل أن تفقد المادة خاصية التوصيل الفائق،

c) المجال المغنطيسي عند مسافة تبعد 6mm من سطح السلك عندما يكون التيار عند أكبر قيمة له.

8.2 احسب التيار المتولد في حلقة من الموصل الفائق مصنوعة من معدن النيوبيوم Nb قطرها 2Cm، إذا تم توجيه مجال مغنطيسي 0.02T عموديا على الحلقة وفجأة نقص إلى الصفر. إذا كانت محاثة الحلقة $L = 3.1x10^{-8} H$.

8.3 احسب كمية طاقة المجال المغنطيسي بالجول اللازمة إضافتها حتى تتلاشى الموصلية الفائقة في $1cm^3$ من الرصاص قرب 0K. علما بأن $B_c(0)$ لرصاص يساوي 0.08T.

8.4 إذا كان عمق الاختراق في الرصاص Pb عند درجة حرارة T=0K هو 39nm. احسب عمق الاختراق في الرصاص عند: (a) T=1K، **(b)** T=4.2K، **(c)** T=7.0K.

8.5 احسب المجال الحرج في الزئبق عند (a) T=1K، (b) T=4K .

8.6 في إحدى التجارب التي أجريت بواسطة كولنز S.C.Collins في الفترة من 1955-1958، استمر التيار في حلقة من الرصاص في حالة التوصيل الفائق لفترة سنتين ونصف بدون ملاحظة أي فقد. إذا كانت المحاثة للحلقة تساوي

$L = 3.14x10^{-8}\,H$، و كانت حساسية التجربة هي واحد جزء في 10^{9}، احسب أكبر قيمة للمقاومة في حلقة فائقة التوصيل (عامل هذه المسألة كعملية اضمحلال في التيار في دارة RL، تذكر أنه عندما x تكون صغيرة فإن $e^{-x} \approx 1-x$).

8.7 عند وضع مادة فائقة التوصيل في مجال مغنطيسي، تتكون تيارات سطحية ينتج وبذلك يصبح المجال المغنطيسي داخل العينة يساوي صفرًا (أي تصبح المادة لها خاصية المغنطيسية المعاكسة) نفرض الآن قرص دائري قطره 2cm وضع في مجال مغنطيسي B=0.02T بحيث كان مستوى سطح القرص عموديا على خطوط المجال. احسب التيارات السطحية إذا كانت جميعها يقع داخل محيط القرص.

8.8 احسب طاقة الفجوة للعناصر الموجودة في جدول **(8.1)** والتي عبارة عن موصلات فائقة صنف Type I وذلك حسب توقعات نظرية BCS. استخدم المعلومات المعطاة في الجدول عن الدرجة الحرجة لهذه العناصر، ثم قارن نتائجك بالنتائج التجريبية المعطاة في جدول **(8.4)**.

8.9 احسب طاقة الفجوة للموصلات الفائقة نوع type-II المعطاة في جدول **(8.2)** حسب توقعات BCS. قارن هذه النتائج بتلك الخاصة بالموصلات الفائقة نوع type I.

8.10 قدر طاقة الفجوة E_g للموصل الفائق $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$، والذي درجته الحرجة تساوي 92K.

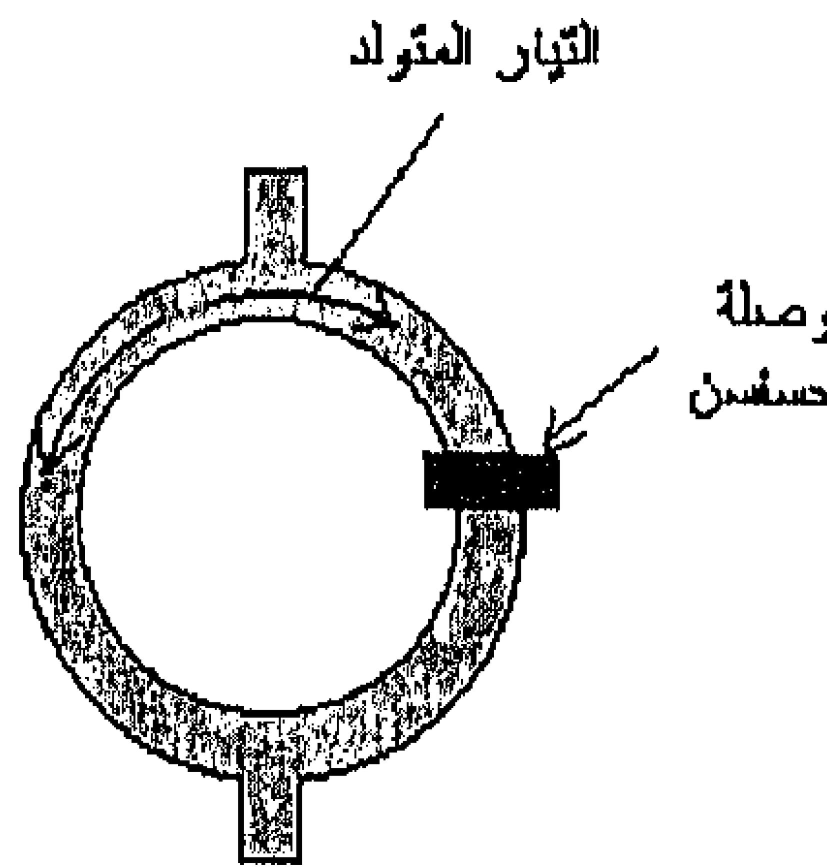
8.11 احسب تأثير النظير، فإن الدرجة الحرجة تتناسب عكسيا مع الكتلة حسب المعادلة التالية $T_c \propto M^{-\alpha}$. استخدم المعلومات الموجودة في الجدول التالي عن الزئبق لحساب ثابت الأس α.

النظير	$T_c(K)$
^{199}Hg	4.161
^{200}Hg	4.153
^{204}Hg	4.126

8.12 إذا كانت المسافة الفاصلة بين إلكتروني زوج كوبر في الموصل الفائق نوع-I هي $10^{-4}cm$، وإذا ما اعتبرنا هذه المسافة هي قطر الكرة التي يتفاعل فيها الإلكترونات، كم عدد زوج كوبر الأخرى التي سوف يكون مركزهم داخل هذا الحجم المشغول بزوج واحد؟ استخدم المعلومات المناسبة بالنسبة للرصاص، الذي لديه $n_s = 2x10^{22} elec./cm^3$.

8.13 قدر مساحة الخاتم التي يمكن أن يدخل في أحد إصبعيك، واحسب الفيض المغنطيسي المار خلال هذه الحلقة والناتج عن المجال المغنطيسي للأرض حيث ($B_{earth} = 5.8x10^{-5}T$). وإذا كان هذا الفيض مكماة أي يساوي n مضروبا في $\Phi_0 = 2.0679x10^{-15}T/m^2$ والذي يعرف بالفلكسون fluxons، احسب قيمة n.

8.14 إذا كان الفيض المغنطيسي يساوي $10^{-4}\Phi_0$ (أي $\frac{1}{10000}$ من تكمية الفيض) والذي يمكن قياسه باستخدام جهاز SQUID، كما هو موضح في الشكل السفلي، ما هي أصغر قيمة تغير في المجال المغنطيسي ΔB التي يمكن كشفها بهذا الجهاز.ص



هذا الشكل يوضح جهاز SQUID والتابع للمسألة رقم 14

8.15 لولب solenoid قطره 8.0cm وطوله 1m يحتوي على 2000 لفه من مادة فائقة التوصيل. يمر في اللولب تيار شدته 150A، احسب (a) المجال المغنطيسي في مركز اللولب (b) الفيض المغنطيسي المار خلال مقطع في مركز اللولب (c) عدد الفيض الكمي (n) خلال المركز .

الباب التاسع

التركيب النووي

Nuclear Structure

Some Properties of Nuclei	بعض خواص الأنوية	9.1
Charge and Mass	الشحنة والكتلة	
The size of Nuclei	حجم الأنوية	
Nuclear Stability	الاستقرار النووي	
Nuclear Binding Energy	طاقة الترابط النووية	9.2
Nuclear Models	النماذج النووية	9.3
Liquid-Drop Model	نموذج قطرة السائل	
The Independent-particle Model (Shell Model)	نموذج الجسيم المستقل (نموذج القشرة)	
Radioactivity	النشاط الإشعاعي	9.4
Radioactive Decay	الاضمحلال الإشعاعي	
Activity	النشاط	

مقدمة

في سنة 1986 اكتشف العالم الفرنسي هنري بكريل H.Becquerel أن الأملاح التي تحتوي على عنصر اليورانيوم تنبعث منها أشعة تشبه الأشعة السينية (x-ray) حيث إنها تخترق الأطراف التي تحتوي على الألواح الفوتوغرافية وتؤثر فيها. وقد وجد أن هذه الخاصية ليست محصورة على عنصر اليورانيوم فقط ولكن يشاركه فيها العديد من العناصر الثقيلة الأخرى والتي تسمى بالعناصر المشعة.

وقد قام العالم رذرفورد Rutherford بدراسة طبيعية الإشعاع المنبعث من العناصر المشعة، حيث وجد أن هذا الإشعاع يتكون من ثلاثة أنواع ذات خواص مختلفة وهي جسيمات ألفا (α) موجبة الشحنة، وجسيمات بيتا (β) سالبة الشحنة وأشعة جاما (γ) متعادلة، متفاوت في قدرتها على النفاذ وتأين الوسط وأيضًا في تأثر بالمجالين الكهربي والمغنطيسي.

وفي سنة 1907 برهن العالم رذرفورد على أن جسيمات (α) هي عبارة عن نوى ذرات الهليوم حيث أن كتلتها أربعة أضعاف ذرة الهيدروجين وتحمل شحنة موجبة تعادل شحنة إلكترونين. تنبعث جسيمات (α) بسرعة تساوي واحد على عشرين من سرعة الضوء تقريبًا. أما جسيمات (β) فلها نفس كتلة وشحنة الإلكترون حيث تنبعث من أنوية ذرات العناصر المشعة، بسرعة عالية جدًا تقارب سرعة الضوء. وأما أشعة جاما (γ) فهي موجات كهر ومغنطيسية ذات أطوال موجات قصيرة جدًا تساوي تقريبًا واحد على مائة من أطوال موجات الأشعة السينية، ولكن لها نفس الخواص.

والآن سوف نعرض بعض أهم الخطوات الأولى التي حدثت في مسيرة تطور فرع الفيزياء النووية.

- في سنة 1903 تمت ملاحظة بعض التفاعلات النووية عن طريق كل من كركوفت Corckroft ووالتون Walton، باستخدام جسيمات معجلة اصطناعيًا.
- في سنة 1932 تم اكتشاف البرتون عن طريق شادويك Chadwick.
- في سنة 1933 تم اكتشاف النشاط الإشعاعي عن طريق كل من جوليت وأرين كوري Joliot, Irene Curie .
- في سنة 1938 تم اكتشاف الانشطار النووي عن طريق كل من هاهن، وسترسمن، Hahn, strassman .
- في سنة 1942 تم تطوير مفاعل الانشطار النووي المتحكم فيه عن طريق فرمي ومعاونيه Fermi .

إن أحد أهداف الفيزياء النووية هو دراسة التركيب الداخلي لنواة، أما الهدف الآخر والذي أكثر تحديًا فهو فهم المادة اللاصقة (glue) التي تحافظ على النواة متماسكة. من أجل السعي وراء تحقيق هذه الأهداف يدرس الفيزيائيون النوويين عملية التصادم والتفاعل بين الجسيمات الأولية مع بعض، وبين الجسيمات والأنوية. بالإضافة إلى ذلك فإن كثيرًا من المعلومات الهامة يتم الحصول عليها بدراسة نواتج الاضمحلال الإشعاعي، سواء كان في الطبيعة أو في المعامل.

لكي نحقق الأهداف التي أشرنا إليها نحتاج إلى جسيمات ذات طاقة عالية جدًا. ولذلك فقد تم بناء العديد من المعجلات مثل المعجل الخطي Linear Accelerator والمعجل الدوراني Cycletron، ومعجل بيتا الدوراني betatron، والمعجل الدوراني التزامني Synchrotron للإيفاء بهذه الاحتياجات. إن أول معجل تم بناؤه نتج عن جسيمات ذات طاقة حركة تصل إلى بضعة ملايين من الإلكترون فولت (MeV)، بينما

أحدث المعجلات فإن طاقة جسيماتها تصل إلى GeV (10^9eV). سوف نرجع إلى هذا الموضوع في الباب العاشر حيث نتناول التطبيقات النووية.

في هذا الباب سوف نناقش خواص وتركيب نواة الذرة، حيث نبدأ بوصف الخواص الأساسية لنواة يلي ذلك مناقشة القوى النووية، وطاقة الترابط، والنماذج المختلفة لنواة وظاهرة النشاط الإشعاعي. وأيضًا سوف نناقش التفاعلات النووية، ونختم هذا الباب بالتحدث عن التصوير باستخدام الرنين المغناطيسي والذي يدخل في العديد من التطبيقات وخاصة التشخيصات الطبية.

9.1 بعض خواص الأنوية Some properties of Nuclei

جميع الأنوية تحتوي على نوعين من الجسيمات، بروتونات، ونيوترونات. أما الاستثناء الوحيد هو نواة الهيدروجين العادي، والتي تحتوي على بروتون واحد فقط. في هذا الجزء سوف نصف بعض خواص الأنوية مثل الشحنة، والكتلة، ونصف القطر. ولكي نعمل ذلك فإننا سوف نستعمل بعض الكميات التالية:

1. العدد الذري، Z، يساوي عدد البروتونات في النواة.
2. العدد، N، يساوي عدد النيوترونات في النواة.
3. العدد الكلي، A، يساوي عدد النويات Nucleon's (أي النيوترونات + البروتونات) في النواة.

من المناسب أن نستعمل بعض الرموز لتمثيل الأنوية التي سوف توضح لنا عدد البروتونات والنيوترونات الموجودة في النواة. فالرمز المستعمل لتوضيح ذلك هو $^{A}_{Z}X$ حيث X تمثل الرمز الكيميائي للعنصر، فمثلًا $^{56}_{26}Fe$ لديه كتلة عددية 56، وعدد ذري 26، وبذلك فإن هذا العنصر يحتوي على 26 بروتون، و30 نيوترون. في بعض الأحيان سوف نحذف الرمز Z وذلك لأننا يمكن استعمال الرمز الكيميائي لتعرف على Z .

إن أنوية الذرات لبعض العناصر الخاصة تحتوي على نفس العدد من البروتونات ولكن في كثير من الأحيان تختلف في عدد النيوترونات، في هذه الحالة تعرف هذه الأنوية بالنظائر Isotopes. أي أن نظائر العناصر لديها نفس Z ولكنها تختلف في كل من N، A .

إن الوفرة الطبيعية abundance لنظائر قد تختلف جوهريًا، فمثلًا $^{14}_{6}C$، $^{13}_{6}C$، $^{12}_{6}C$، $^{11}_{6}C$ ضمن الأربعة نظائر للكربون، ولكن الوفرة الطبيعية بالنسبة لنظير $^{12}_{6}C$ تصل إلى 98.9%، بينما بالنسبة لنظير $^{13}_{6}C$ فهي حوالي 1.1% فقط، بعض النظائر لا توجد طبيعيا حيث يتم إنتاجها معمليًا من خلال التفاعلات النووية. نجد حتى أبسط العناصر مثل الهيدروجين لديه ثلاثة نظائر وهي $^{1}_{1}H$ نواة الهيدروجين العادي، $^{2}_{1}H$ دوتريوم، $^{3}_{1}H$ ترتيوم.

- **الشحنة والكتلة Charge and Mass**

كما هو معروف البروتون يحمل شحنة موجبة مفردة والتي تساوي في المقدار شحنة الإلكترون e (حيث $|e| = 1.6\times10^{-19}C$)، أما النيوترون فهو متعادل كهربيًا كما يدل عليه اسمه، وبما أن النيوترون لا يحمل شحنة فيصعب اكتشافه.يمكن قياس الكتل النووية بدرجة عالية من الدقة، وذلك بمساعدة مطياف الكتلة وبتحليل التفاعلات النووية. حيث أن كتلة البرتون تعادل 1836 مرة مثل كتلة الإلكترون، وإن كتلة البروتون والنيوترون متساويتان تقريبًا. من المناسب أن نعرف الكتلة الذرية باستخدام وحدة الكتلة الموحدةu (unified mass unit) والتي تساوي مقلوب عدد أفوجادروا $\frac{1}{N_A}$ (إرجع إلى الباب الأول). حيث كتلة النظير؟؟ تساوي تمامًا 12u. وبذلك يتم قياس كتلة النواة (أو الذرة) نسبة إلى كتلة ذرة نظير الكربون 12 المتعادل (النواة مضاف إليها 6 إلكترونات).

$$1u = 1.660559\times10^{-27}\,Kg$$

أما كتلة كل من البروتون والنيوترون فإنها تساوي بالتقريب 1u، بينما كتلة الإلكترون فهي عبارة عن كسر بسيط من وحدة الكتلة:

كتلة البروتون = 1.007276u

كتلة النيوترون = 1.008665u

كتلة الإلكترون = 0.0005486u

وباستخدام تعريف طاقة السكون rest energy $E_0 = mc^2$، يمكن كتابة وحدة الكتلة بدلالة الطاقة المكافئة فمثلًا في حالة البروتون فإن :

$$E_0 = mc^2$$
$$= (1.67\times10^{-27}\,Kg)(3\times10^8\ m/s^2)^2$$
$$= 1.50\times10^{-10}\,J = 9.38\times10^8\ eV$$
$$= 938\,MeV$$

ولكن في العادة يفضل الفيزيائيون النوويون كتابة وحدة الكتلة بدلالة MeV/c^2 أي أن كتلة البروتون في المثال السابق تساوي $m = 938\ MeV/c^2$، وبذلك فإن وحدة الكتلة الموحدة:

$$1u = \frac{1.660559\times10^{-27}\,Kg\times(3\times10^8\,m/s^2)^2}{1.602177\times10^{-19}} = 931.5\,MeV/c^2$$

جدول (9.1)، يعطي كتلة السكون لكل من البروتون، والنيوترون، والإلكترون

الجسيم	الكتلة Kg	u	MeV/c^2
البروتون	1.6726×10^{-27}	1.007276	938.28
النيوترون	1.6750×10^{-27}	1.008665	939.57
الإلكترون	9.109×10^{-31}	5.486×10^{-4}	0.511

مثال (9.1):

استخدم عدد أفوجادرو لتوضح أن وحدة الكتلة الموحدة

$$1u = 1.660559 \times 10^{-27}\ Kg$$

الحل:

نعرف أن $12Kg$ من ^{12}C يحتوي على عدد أفوجادرو من الذرات، حيث:

$NA = 6.02 \times 10^{26}\ atoms / Kg.mol$،

وبذلك فإن كتلة ذرة واحدة من الكربون ^{12}C تساوي:

$$= \frac{12Kg}{6.02 \times 10^{26}\ atoms}$$

$$= 1.99 \times 10^{-26}\ Kg$$

لقد تم تعريف بأن كتلة ذرة واحدة من ^{12}C تساوي $12u$، وبذلك فإن كتلة الوحدة الموحدة تساوي:

$$1u = \frac{1.99 \times 10^{-26}}{12}$$

$$= 1.66 \times 10^{-27}\ Kg$$

- **حجم الأنوية The size of Nuclei**

لقد ذكرنا في الباب الرابع أن رذرفورد أول من استخدم تجارب الاستطارة لدراسة حجم وتركيب النواة، حيث استعمل في هذه التجارب جسيما ألفا (نوى ذرات الهليوم موجبة الشحنة) والتي اصطدمت بصفائح رقيقة من المعدن. فعند مرور جسيم ألفا داخل الصفيحة بالقرب من نواة المعدن فإنها تنحرف عن مسار خطها المستقيم نتيجة لقوة كولوم التنافرية بين الشحنتين الموجبتين. في الحقيقة بعض الجسيمات يمكن أن ترتد إلى الخلف بزاوية قدرها 180 درجة عن اتجاه السقوط، مما يشير إلى أن هذه الجسيمات كانت تتحرك في اتجاه النواة مباشرة (أي تصادم رأسي).

لقد استخدم رذرفورد قانون الطاقة المحافظة لكل من الجسيمات الساقطة ونوى المعدن، ومن ثم استنتج المسافة (d) التي يمكن للجسيم أن يتقرب من النواة قبل أن ينعكس إلى الخلف. في مثل هذا التصادم الرأسي فإن طاقة الحركة للجسيم قبل التصادم

يجب أن تتحول كليًا إلى طاقة وضع عندما يقف الجسيم عند أقرب مسافة ثم يرجع إلى الخلف شكل (9.1). وبمساواة طاقة الحركة لجسيم ألفا بطاقة الوضع الكهربية (لكل من الجسيم ونواة الهدف).

$$\frac{1}{2}mv^2 = K\frac{q_1q_2}{r} = K\frac{(2e)(Ze)}{d}$$

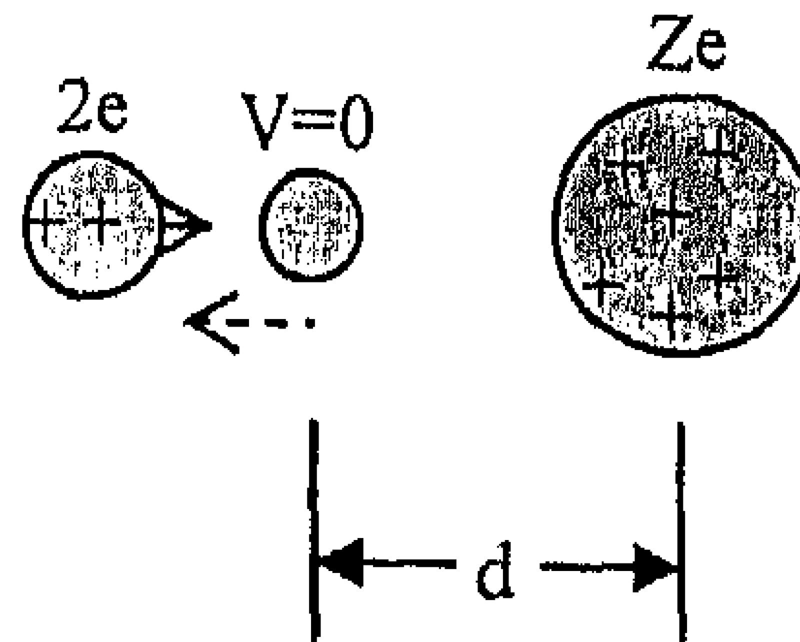
وبحل هذه المعادلة نحصل على المسافة d:

$$d = \frac{4KZe^2}{Mv^2}$$

حيث وجد رذرفورد من هذه المعادلة أن جسيم ألفا يمكن أنْ يقترب من النواة إلى مسافة 3.2×10^{-14} متر وذلك عندما كانت مادة الصفيحة من الذهب، مما يشير إلى أن نصف قطر نواة يجب أن يَكون أصغر من ذلك. وعندما استخدم صفائح من الفضة فقد وجد أن المسافة التي يمكن أن يقتربها جسيم ألفا من النواة تساوي 2×10^{-14} متر.

وبذلك استنتج رذرفورد بأن نصف قطر النواة يجب ألا يزيد على 10^{-14} متر. بما أن هذه المسافة الصغيرة تتكرر في الفيزياء النووية فقد تم تعريف وحدة تعرف بالفرمي Fermi (fm) حيث تساوي:

$$1fm = 10^{-15}m$$



شكل (9.1)

يوضح استطارة جسيم ألفا أثناء التصادم الرأسي مع نواة ذات شحنة Ze

منذ تجارة الاستطارة الأولى التي أجراها رذرفورد، فإن العديد من التجارب الأخرى التي أجريت بعد ذلك، دلت على أن معظم الأنوية تأخذ الشكل الكروي وأن متوسط نصف قطرها يمنكن أن نعبر عنه بالآتي:

$$r = r_0 \ A^{\frac{1}{3}} \quad \text{.........} \quad \mathbf{(9.1)}$$

حيث A هو العدد الكتلة، و r_0 مقدار ثابت يساوي 1.2×10^{-15} متر. بما أن حجم الكرة يتناسب مع مكعب نصف القطر، نلاحظ من معادلة **(9.1)** أن حجم النواة يتناسب طردًا مع A (العدد الكلي لنويات). أي أن كثافة كل الأنوية سوف تكون متساوية. يمكن حساب كثافة النواة كما يلي:

$$\rho_{nucl} = \frac{A}{Vnuel} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi \ r_0^3 A} \approx \frac{1}{4} r_0^{-3}$$

$$\approx 2\times10^{17} \ Kg/m^3$$

والآن نقارن هذه النتيجة بالكثافة الذرية للمادة، حيث الكثافة الذرية تساوي بالتقريب:

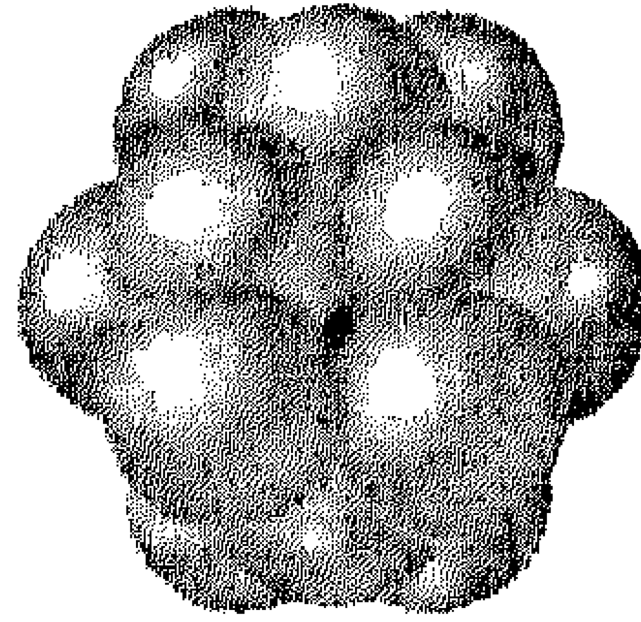
$$\rho_{at.} \approx \frac{A}{\frac{4}{3}\pi \ a_0^3}$$

وبذلك فإن نسبة الكثافتين $\frac{\rho_{nucl}}{\rho_{at.}} \approx (\frac{a_0}{r_0}) \approx (\frac{5\times10^{-11}}{1.2\times10^{-15}})^3 \approx 7\times10^{13}$

أي أنه إذا استطعنا ضغط المادة الذرية لازالت كل الفراغ الذري، فإن الكثافة سوف تزداد بمعامل 10^{13}، وبذلك يمكن أن نفهم السبب وراء الكثافة العالية لدى مادة النجوم، مثل النجوم القزمية البيضاء، والنجوم النيوترونية، حيث قوى الجاذبية لديها تكون كافية إلى أن تصل كثافة مادتها إلى الكثافة النووية.

مثال (9.2): احسب كثافة نواة $^{12}_{6}C$؟ الحل: الكتلة الذرية بالنسبة $^{12}_{6}C$ تساوي $12u$ وبإهمال كتل وطاقات الترابط بالنسبة لستة إلكترونات، فإن الكثافة النووية:	$\rho = \dfrac{m}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \dfrac{(12u)(1.66\times10^{-27}\ Kg/u)}{\frac{4}{3}\pi(2.7\times10^{-15})^3} = 2.4\times10^{17}\ Kg/m^3$

عند إتحاد النويات مع بعض لتكون نواة المركب، فإنهم يتحدوا في شكل كوريات متلاصقة كما هو موضح في شكل (**9.2**) هذه الحقيقة قادتنا إلى وجه التشابه الموجود بين النواة وقطرات السائل والذي فيه كثافة القطرة لا تعتمد على حجمها (سوف نناقش هذا الموضوع في جزء **9.3**).



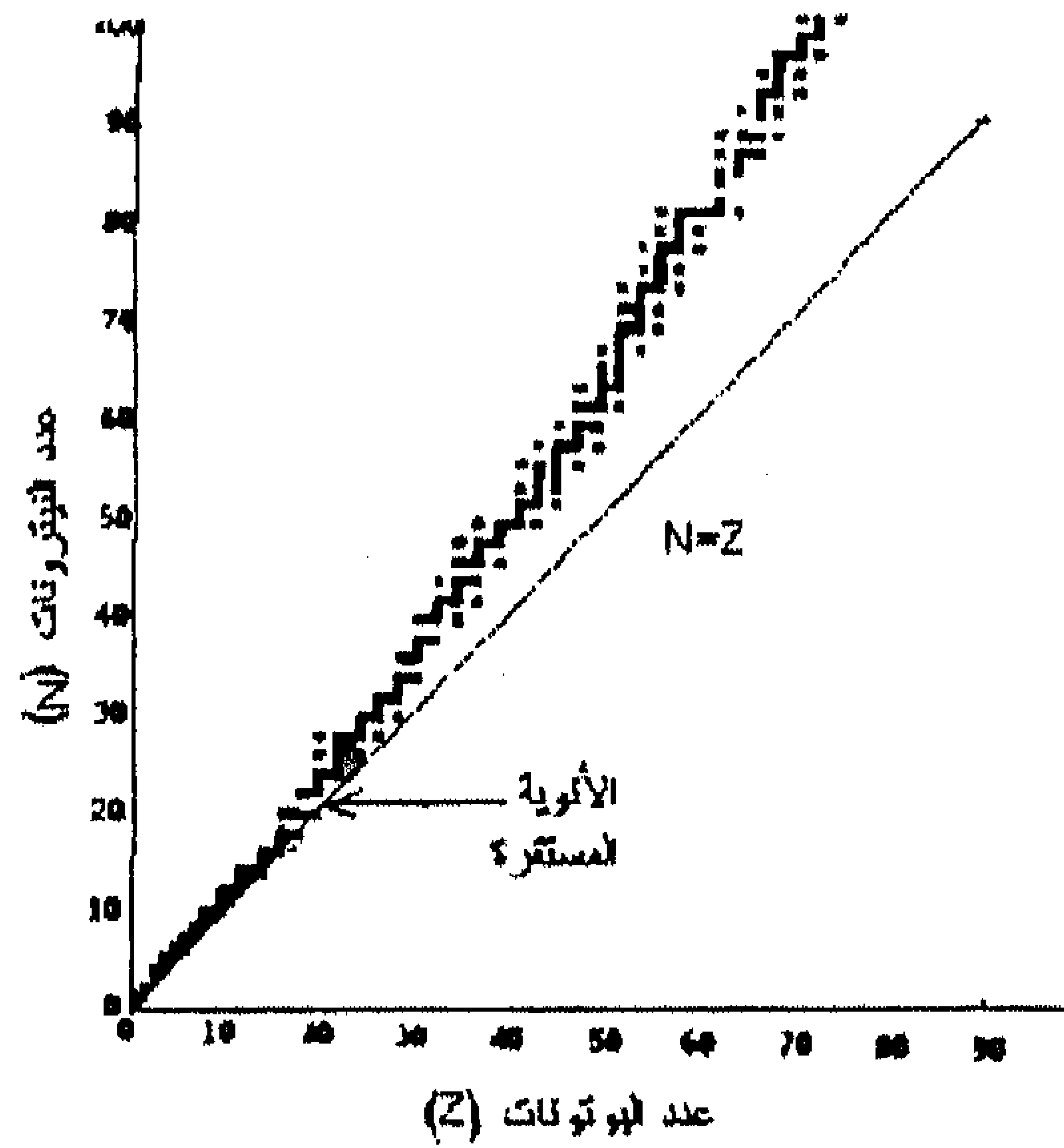
شكل (9.2)

يمكن أن نتخيل بأن النواة عبارة عن مجموعة من الكرات المتلاصقة (مثل العنقود) حيث كل كرة تمثل نوية.

- **الاستقرار النووي Nuclear Stability**

من المعلوم أن النواة تحتوي على عدد من البروتونات والنيوترونات الموجودة في حالة تراص، وبكل تأكيد فإنه يتبادر إلى ذهنك كيف يمكن لهذه البروتونات أن

تتواجد على هذه الحالة في حيز صغير جدًا ولا تتنافر وهي التي تحمل شحنات متشابهة. وقد تم التغلب على هذه الصعوبة بافتراض وجود قوة أخرى تعرف بالقوة النووية». أما طبيعة هذه القوة فهي تؤثر على المدى القصير فقط ويكون تأثيرها تجاذبي حيث يوجد هناك ما يقرب من 400 نوى مستقرة، وأيضًا مئات تمت ملاحظتها غير مستقرة، شكل (9.3) يوضح العلاقة بين عدد النيوترونات N وعدد البروتونات Z لعدد من الأنوية المستقرة، نلاحظ من هذا الشكل أن الأنوية الخفيفة تكون أكثر استقرارًا عند احتوائها على عدد متساوي من البروتونات والنيوترونات، أي على جسيمات النواة. فالبروتونات تتجاذب عن طريق هذه القوة النووية، وفي نفس الوقت تتنافر من خلال قوة كولوم، وأيضًا هذه القوى تؤثر بين زوج النيوترونات وبين النيوترونات والبروتونات (N=Z) فمثلًا نواة الهليوم (تحتوي على 2 بروتون، و2 نيوترون) وهي مستقرة جدًا. لاحظ أيضًا من هذا الشكل أن الأنوية الثقيلة تكون أكثر استقرارًا عندما يزيد عدد النيوترونات فيها عن عدد البروتونات. يمكن فهم السبب وراء ذلك فعند زيادة عدد البروتونات فإن قوة كولوم سوف تزداد في الشدة مما يؤدي إلى فصل أجزاء النواة، وكنتيجة لذلك فإننا نحتاج إلى إضافة عدد من النيوترونات للمحافظة على استقرار النواة، وذلك لأن القوة الوحيدة بين النيوترونات هي القوة النووية التجاذبية. ولكن بازدياد عدد البروتونات فإننا سوف نصل على حد ما حيث قوة التنافر بين البروتونات لا نستطيع معادلتها بإضافة عدد أكثر من النيوترونات، حيث يحدث ذلك عندما Z تساوي 83 وهو نظير البزمت $^{209}_{83}Bi$، وبذلك فإن العناصر التي تحتوي على عدد من البروتونات أكبر من 83، ومن النيوترونات أكبر من 209 يكون لديها أنوية غير مستقرة وتتحول تلقائيًا إلى عناصر أخف وذلك عن طريق إنبعاث عدد من جسيمات ألفا.



شكل (9.3)

رسم يوضح العلاقة بين عدد النيوترونات N، وعدد البروتونات Z للأنوية المستقرة حيث الخط المستقيم يشير إلى أن N=Z

من المشوق أن نلاحظ 60 ٪ من الأنوية المستقرة تكون فيها Z زوجية، وكذلك N زوجية والتي تعرف (even-even unclides)، أما باقي الأنوية المستقرة فإما Z تكون زوجية و N فردية والتي تعرف بإسم (even-odd unclides)، أو Z فردية و N زوجية وتعرف باسم (odd-even nuclides) بحيث العدد يكون متساوي. هناك خمسة فقط من الأنوية المستقرة المعروفة والتي تكون فيها Z و N فردية.

في الحقيقة بعض قيم Z، N يماثل أنوية على درجة عالية من الاستقرار، حيث تعرف هذه القيم بالأعداد السحرية (magic numbers) وهي Z أو N تساوي 2 و 8 و 20 و50 و 82 و 126، فمثلًا جسيم ألفا (يحتوي على 2 بروتونات، و 2 نيوترونات) يكون على درجة عالية من الاستقرار. هذه الخاصية تقابل تلك التي تعرف بالأعداد السحرية الذرية وهي 2، 10، 18، 36، والتي تمثل تركيبة القشرة الإلكترونية المغلقة.

9.2 طاقة الترابط النووية Nuclear Binding Energy

إن مقدار طاقة الوضع لأي نظام مترابط من الجسيمات سوف تكون سالبة. ولذلك فإن الطاقة الكلية لنظام المترابط تكون أقل من طاقة الترابط للجسيمات في حالة انفصال، فهذا الفرق في الطاقة بين الحالتين يعرف بطاقة الترابط لنظام. وعندما نتحدث عن المكونات النووية، فإن طاقة الترابط تكون كبيرة جدًا بحيث هذا الفرق في الطاقة ينتج عنه فرق ملحوظ في الكتلة ΔM بين مجموع كتل النويات والكتلة الفعلية لنواة، وذلك حسب علاقة إينشتاين. بمعنى آخر "فإن الطاقة الكلية لنظام المترابط (الأنوية) تكون أقل من الطاقة الكلية لنويات (بروتونات ونيوترونات) في الحالة المنفصلة". وبذلك لكي يتم تجزئة النواة إلى بروتونات ونيوترونات، فإنه يتحتم علينا إضافة هذا الفرق في الطاقة إلى النظام.

يتم حساب طاقة الترابط لأي نواة والمتمثلة بالرمز $^{A}_{Z}X$ باستخدام المعادلة التالية:

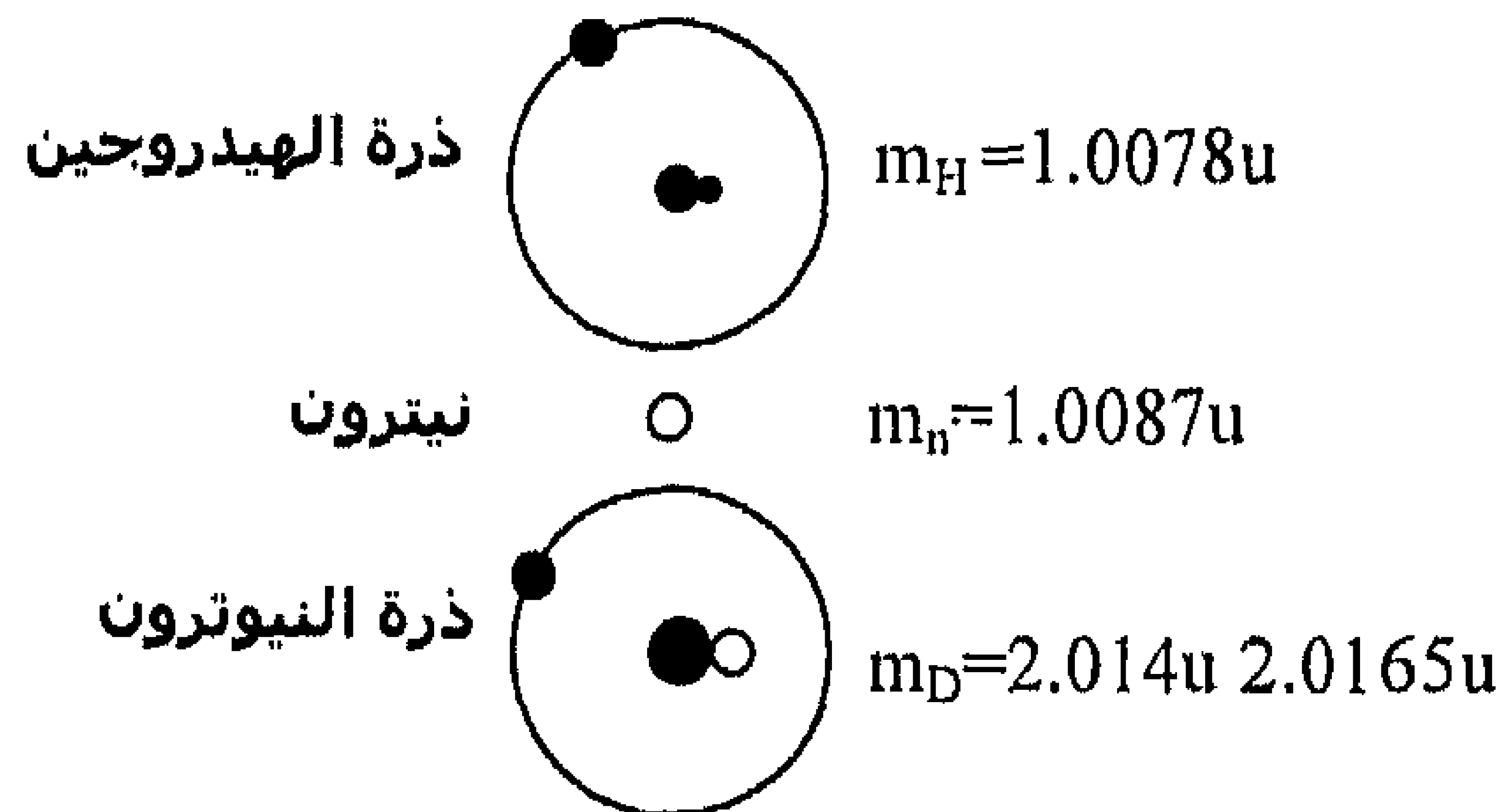
$$Eb(MeV) = [ZmH + Nmn - M(^{A}_{Z}X)] \times 931.5 MeV/u \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9.2)$$

M تمثل الكتلة الذرية التابعة لنواة. بالإضافة إلى الاضمحلال الإشعاعي فإن هناك عمليتان مهمتان يتم فيها تحرير الطاقة من النواة. الإنشطار النووي nuclear fission والذي يتم فيه تجزئة النواة إلى شطيتين أو أكثر. والإندماج النووي nuclear fusion والذي يتم خلاله التوحيد بين نواتين أو أكثر لتكوين نواة ثقيلة.

إن مقدار طاقة الترابط النووية كبيرة جدًا فمعدل هذه الطاقة يتراورح ما بين 2.2MeV بالنسبة لديوتريوم $^{2}_{1}H$ و 1640MeV بالنسبة للبزموت $^{209}_{83}Bi$، ولكي ندرك معنى هذه القيم فإننا سوف نقارنها بوحدات أكثر شيوعًا وهي الكيلو جول من الطاقة لوحدة الكتلة، فمثلًا بدلالة هذه الوحدة نجد أن قيمة الترابط النووية تعادل $8\times10^{11}\ KJ/Kg$ أي 800 مليار كيلو جول/ كيلوجرام. وعلى النقيض من ذلك فإن كمية الحرارة الداخلة في غليان الماء تساوي $1260\ KJ/Kg$ وأيضًا كمية الحرارة

الداخلة في احتراق البنزين تساوي $4.7\times10^4\ KJ/Kg$ فقط أي 17 مليون مرة أقل من الطاقة النووية.

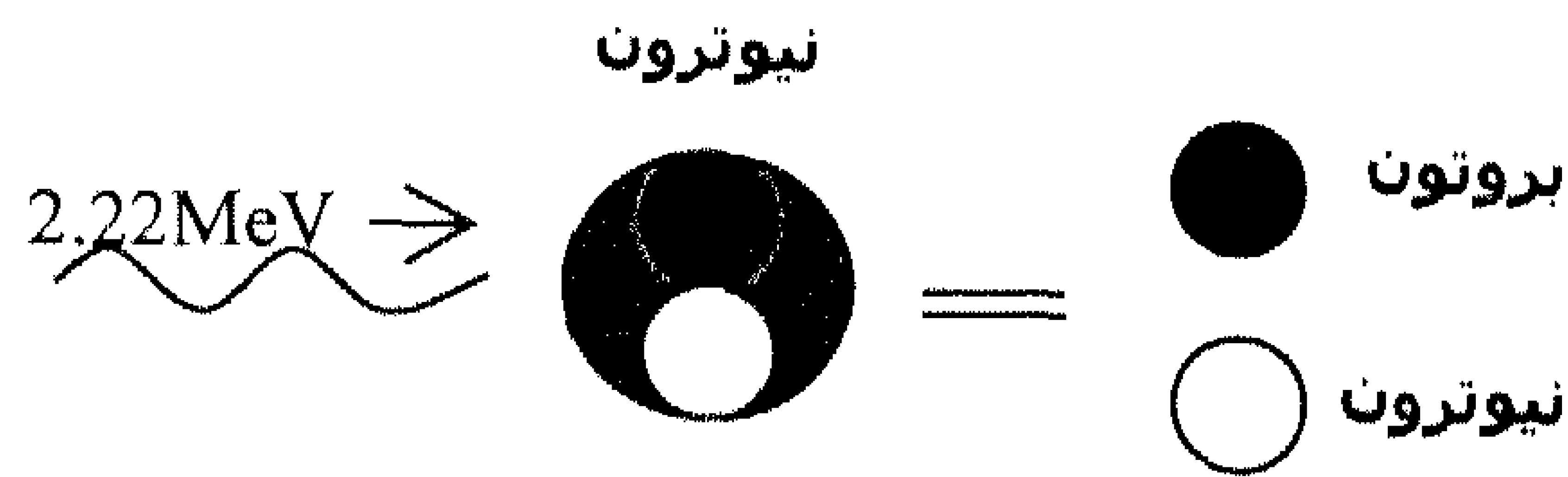
مثال (9.3): احسب طاقة الترابط بالنسبة لديترون، والذي يتكون من بروتون ونيوترون، علمًا بأن كتلة الديوترون هي 2.0141u . **الحل:** نتوقع أن كتلة الديوترون تساوي كتلة الهيدروجين العادي ^1_1H مضافًا إليه كتلة النيوترون أي أن: كتلة ذرة ^1_1H 1.0078u + كتلة النيترون 1.0087u الكتلة المتوقعة لـ ^2_1H 2.0165u شكل (9.4) يوضح ذلك.	وبذلك يكون الفرق في الكتلة: $\Delta m = 2.0165u - 2.0141u = 0.0024u$ فهذا الفرق في الكتلة يعادل الطاقة المعطاة عندما نواة تكونت من بروتون ونيوترون حر. وبما أن الطاقة المعادلة لوحدة الكتلة الموحدة 1u هي 931MeV، وبذلك فإن الطاقة المعادلة لهذا الفقد في الكتلة (طاقة الترابط) تساوي: $E_b = (0.002388u)(931.5MeV/u)$ $= 2.224\ MeV$



شكل (9.4)

يوضح مفهوم طاقة الترابط في مثال (9.3)

لكي نختبر مفهوم الطاقة المفقودة في المثال السابق، نجري التجربة التالية لنشاهد كمية الطاقة اللازمة لكي تكسر نواة الديوتريوم إلى بروتون ونيوترون مفصولين. نجد بالفعل الطاقة اللازمة هي 2.2MeV كما هو موضح في شكل (9.5) عندما تكون الطاقة التي تم تزويدها إلى نواة $_1^2H$ أقل من 2.2MeV، فإن النواة تبقى على حالتها من الترابط، ولكن إذا كانت الطاقة المضافة أكبر من 2.2MeV، فإن الطاقة الزائدة سوف تظهر على صورة طاقة حركة لكل من النيوترون والبروتون عند تطايرهما.

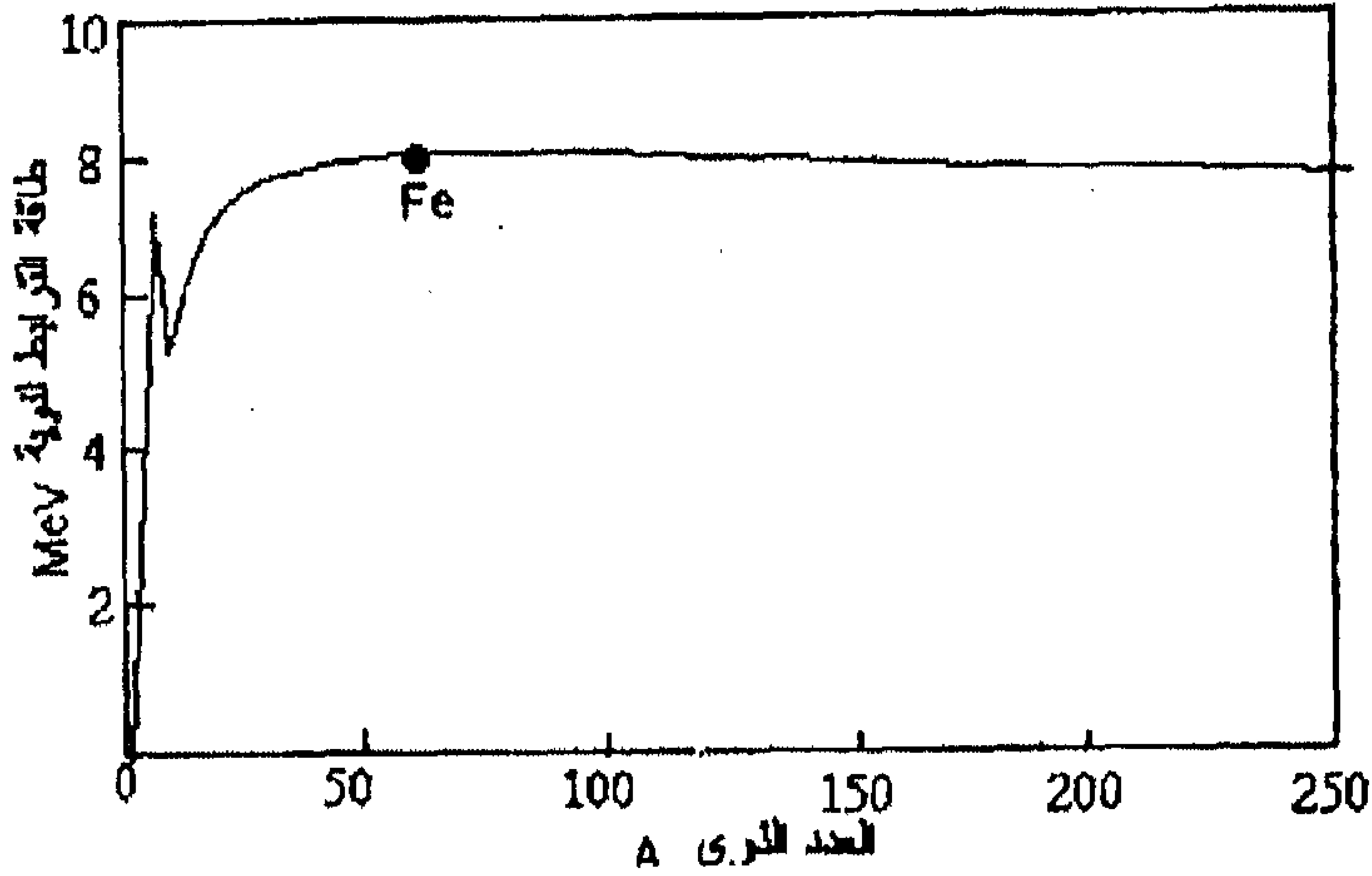


شكل (9.5)

طاقة الترابط لديوترون بالفعل تساوي 2.2MeV كما تم تأكيدها عن طريق التجارب، حيث شوهد أن أقل طاقة لجاما اللازمة لكسر نواة الديوتريوم إلى بروتون ونيوترون حر هي 2.2MeV.

مثال (9.4): احسب طاقة الترابط لجسيم ألفا $_2^4He$. ماهية طاقة الترابط لنوية؟ **الحل:** يتكون جسيم ألفا من 2 بروتون، و2 نيوترون، وبذلك فإن الكتلة الكلية للجسيمات منفصلة: $2(mp+mn)=2\times(2.015941u)$ $=4.031883u$	أما كتلة جسيم ألفا 4.001506u، وبذلك فإن الفرق في الكتلة: $\Delta m=4.031883u-4.001506u$ $=0.0030377u$ $E_b=0.030377u\times 931.5\ MeV/u$ $=28.30\ MeV$ بما أن النواة تحتوي على أربعة نويات، فإن طاقة الترابط للجسيم: $E_b/4=7.075\ MeV/nucleon$

يتم حساب طاقة الترابط لنوية عن طريق قسمة طاقة الترابط الكلية على عدد النويات (البروتونات والنيوترونات) التي تحتويها النواة. وبذلك فإن طاقة الترابط لنوية مثل $^{2}_{1}H$ تساوي (2.2MeV/2=1.1MeV)، وبالنسبة $^{209}_{83}Bi$ تكون (1640MeV / 209=7.8MeV) لنوية.



شكل (9.6)

يوضح العلاقة بين طاقة الترابط لنوية وعدد النويات لعدة نوى مختلفة.

نلاحظ من هذا الشكل إنه كلما زادت طاقة الترابط لنوية زادت إستقرارية النواة، أيضًا نلاحظ من هذا الشكل إن قمة المنحنى عندما تصل طاقة الترابط لنوية إلى 8.8MeV والذي يقابل عد النويات 56. فالنواة التي يكون لديها 56 بروتون ونيوترون هي $^{56}_{26}Fe$ وهو نظير الحديد والتي تعتبر أكثرهم استقرارًا ولهذا فإنها تحتاج أكثرهم طاقة لفصل النويات عن بعض.

شكل (9.6) يوضح طاقة الترابط لنوية كدالة في العدد الكتلة A. القمة الواقعة عند A تساوي 4 تمثل الحالة المستقرة المميزة للهليوم $^{4}_{2}He$ والتي هي جسيم ألفا. نلاحظ أن أعلى قمية لطاقة الترابط لنوية تقع عند A تساوي 56.

يمكن أن نستنتج هامتين من المنحنى (9.6). الأولى وهي إذا استطعنا بطريقة ما شطر النواة الثقيلة إلى نواتين متوسطتي الحجم، فإن طاقة الترابط لنوية لكل من هاتين النواتين الجديدتين سوف تكون أقل من الطاقة الأصلية. فالفرق في الطاقة المتحررة سوف يكون كبيرًا جدًا، فمثلًا عند إنشطار نواة اليورانيوم $^{235}_{92}U$ إلى نواتين صغيرتين، فإن الفرق في طاقة الترابط لنوية يصل إلى 0.8MeV. وبذلك فإن الطاقة الكلية المعطاة تساوي:

$$(0.8MeV / nucleon)(235nucleon) = 188MeV$$

تعتبر بالطبع هذه الكمية من الطاقة كبيرة جدًا والتي يتم إنتاجها في حدث ذري واحد. كما نعلم في حالة التفاعلات الكيمائية والتي يتم فيها ترتيب الإلكترونات في الذرة فإنه يتم تحرير كمية من الطاقة لا تتجاوز عدة إلكترون فولت لكل ذرة تفاعل. يعرف انقسام النواة الثقيلة بالانشطار النووي والذي يعادل مئات الملايين من الطاقة الناتجة عن احتراق الفحم أو البنزين. أما الملاحظة الثانية يمكن أن نستخلصها من المنحنى، وهي عند التوحيد بين نواتين خفيفتين للحصول على نواة متوسطة الحجم. فمثلًا عند اتحاد نواتي $^{2}_{1}H$ لتكوين نواة الهليوم $^{4}_{2}He$، فإن الطاقة المتحررة سوف تكون أكبر من 23MeV. تعرف مثل هذه العملية بالاندماج النووي، والتي تعتبر الطريقة الفعالة لإنتاج الطاقة، في الحقيقة إن الاندماج النووي هو المصدر الرئيس لطاقة الشمس والنجوم الأخرى.

يمكن أن نسأل ما هي أهمية منحنى الطاقة الموضح في شكل (9.6)؟

يعتبر هذا المنحنى ذات أهمية بالغة لكل العلوم. إن حقيقة وجود طاقة الترابط تعني أن الأنوية هي أكثر تعقيدًا من مجرد استقرار بروتون ذرة الهيدروجين. مثل هذا الاستقرار مسئول عن وجود العديد من العناصر ومن ثم وجود المواد المختلفة حولنا. أما نتيجة وجود قمة المنحنى في المنتصف سوف يساعدنا على تفسير الطاقة المسئولة مباشرة أو غير مباشرة على بدأ نشأة مادة الكون والناتجة عن اندماج البروتونات

والنيوترونات لتكون لنا الأنوية الثقيلة، من ناحية أخرى فإن استغلال الانشطار النووي في المفاعلات لإنتاج الأسلحة النووية سوف ينعكس على حضارتنا الحديثة.

مثال (9.5): احسب أقل طاقة لازمة لفصل النيوترون عن نواة ${}^{43}_{20}Ca$ ؟ **الحل:** عند إزالة نيوترون من ${}^{43}_{20}Ca$ فإنه يتكون لدينا النظير ${}^{43}_{20}Ca$. وبذلك فإن طاقة الفصل لهذا النيوترون هي: $E_n = [M({}^{42}_{20}C) + m_n - M({}^{43}_{20}C) \times 931.5MeV/u$ $= (41.959 + 1.009 - 42.959) \times 931.5MeV/u$ $= (0.009) \times 931.5MeV/u$ $= 7.93V$	**مثال (9.6):** احسب أقل طاقة لازمة لإزالة بروتون من نواة ${}^{42}_{20}Ca$ ؟ **الحل:** عند إزالة بروتون من ${}^{42}_{20}Ca$ فإنه يتكون لدينا ${}^{41}_{19}K$، وبذلك فإن طاقة الفصل تساوي: $E_p = [M({}^{41}_{20}K) + m_p - M({}^{42}_{20}Ca)$ $\times 931.5MeV/u$ $= (40.962 + 1.008 - 41.959) \times 931.5MeV/u$ $= (0.009)931.5MeV/u$ $= 7.93\ MeV$

9.3 النماذج النووية Nuclear Models

رغم إن تفاصيل طبيعة القوى النووية غيرة مفهومة فهما كاملًا إلى الآن، فإنه قد تم اقتراح عدة نماذج نووية لكي تساعدنا على فهم بعض معالم نتائج التجارب النووية المتحصل عليها، وأيضًا فهم الميكانزم المسئولة على طاقة الترابط. من بين النماذج التي سوف نناقشها هي (1) نموذج قطرة السائل liquid-drop-model والتي تأخذ في الحسبان طاقة الترابط النووية (2) نموذج القشرة Shell model والذي يعرف كذلك بنموذج الجسيم المستقل the independent – particle model والذي يأخذ في الحسبان وجود النظائر المستقر (3) النموذج التجمعي the collective model.

• **نموذج قطرة السائل Liquid-Drop- Model**

يمكن كأول تبسيط هو أن نتخيل كل نوية تتفاعل مع النويات المجاورة، حيث تشبه هذه الحالة بحالة وجود الذرات في الصلب والتي تهتز حول موضع استقرارها في شبيكة البلورة، أو مثل الجزيئات في السائل والتي تتحرك بحرية مع الإبقاء على نفس المسافة البينية بين الجزيئات. لقد دلت الحسابات على أن التصور الأول غير مقبول، وذلك لأنه تبعًا لهذا التصور فإن اهتزاز النويات حول موضع الاستقرار سوف يكون كبيرًا جدًا بحيث تصبح النواة غير مستقرة. من ناحية أخرى فإن تشبيه النواة بقطرة السائل فد أثبتت فعاليتها لفهم سمات عدة لتصرف النواة.

والآن ننظر كيف تصورنا لنواة كقطرة سائل أخذ في الحسبان التغير الملحوظ في طاقة الترابط لنوية بتغير العدد الكلي A. سوف نبدأ بافتراض أن قيمة الطاقة التابعة لكل رابطة بين نوية ـ نوية هي U. في الحقيقة أن قيمة هذه الطاقة تكون سالبة، وذلك لأن قوة التجاذب هي المسئولة على هذه العملية، ولكن للملائمة فإنها في العادة تكتب بإشارة موجبة. بما أن كل نوتين يشتركان في طاقة الترابط U، فإن طاقة كل نوية سوف تكون $\frac{1}{2}U$. وإذا ما شبهنا النويات (النيوترونات والبروتونات) داخل النواة بكرات متلامسة بحيث تكون أصغر حجم لنواة، فإن كل كرة من هذه الكرات سوف تكون ملامسة لاثنتي عشرة كرة من الكرات الأخرى المجاورة، أي إن طاقة كل نوية داخل النواة تساوي $12(\frac{1}{2}U)$ شكل (9.2) يوضح هذا التصور أو 6U. وإذا كان عدد النويات داخل النواة هو A، فإن طاقة الترابط لنواة هي:

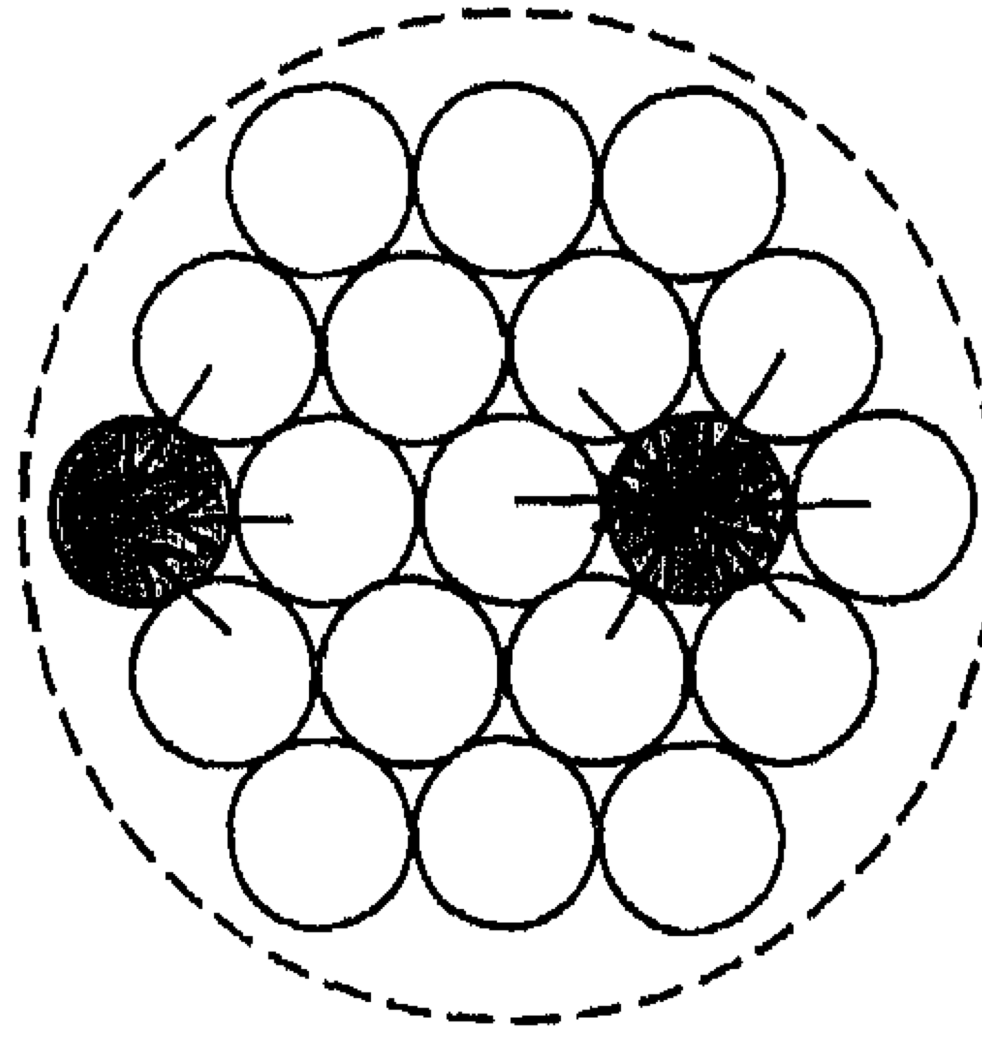
$$E_v = 6AU \qquad (9.3)$$

وتسمى بالطاقة الحجمية والتي في العادة تكتب على الصورة التالية:

$$E_v = a_1 A \qquad (9.4)$$

حيث تتناسب طرديًا مع A. ولكن بدون شك هناك عدة أنوية تقع على السطح،

وبذلك فإن عدد النويات الملامسة لهذه النوية الواقعة على السطح سوف تكون أقل من اثنتي عشرة، شكل (9.7) يوضح ذلك.



شكل (9.7)

يوضح أن تفاعل النوية الواقعة على السطح سوف تتفاعل مع عدد أقل من تلك الواقعة في الداخل.

مما لا شك فيه أنه يعتمد عدد النويات الموجودة في الخارج على مساحة سطح النواة المعنية بذلك والتي نصف قطرها R أي إن:

$$4\pi R^2 = 4\pi R_0^2 A^{\frac{2}{3}}$$

حيث تم التعويض عن $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$، و $R_0 = 1.2\times10^{-15}\, m$. بما أن هذا الحد ناتج عن الذرات الواقعة على السطح فإنه سوف ينتج عنه تقليل في مقدار طاقة الترابط ولذلك تكتب على الصورة التالية بإشارة سالبة:

$$E_s = a_2 A^{\frac{2}{3}} \quad \text{(9.5)}$$

وتعرف بطاقة الترابط السطحية، وتعتبر مهمة جدًا بالنسبة للأنوية الخفيفة، وذلك لتواجد عدد كبير من أنويتها على السطح. بما أن كل الأنظمة الطبيعية تتجه نحو الوضع الذي تكون فيه طاقة الوضع أقل ما يمكن، فإن الأنوية تتشكل في الصورة التي تكون

فيها طاقة الترابط أكبر ما يمكن، ولذلك فإن النواة سوف تظهر نفس تأثيرات الشد السطحي التي تؤثر على قطرة السائل. في غياب أي قوى خارجية فإن النواة سوف تأخذ شكل الكرة، وذلك لأن المساحة السطحية للكره هي أصغر مساحة سطحية للجسم عند ثبوت الحجم.

إن قوة التنافر الكهربية بين زوج من البروتونات داخل النواة سوف يساهم في اتجاه التقليل من طاقة الترابط، والتي يتم حسابها عن طريق تعريفنا لطاقة كولوم E_c لنواة على أنها الشغل المبذول لإحضار عدد Z من البروتونات من لانهاية إلى داخل الكرة والتي تمثل حجم النواة، ومن معلومية طاقة الوضع لزوج من البروتونات المسافة بينهم r وهي $V=\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$، حيث يوجد عدد $Z=(Z-1)/2$ من زوج البروتونات، أي أن طاقة كولوم تكتب كالآتي:

$$E_c=\frac{Z(Z-1)}{2}V=\frac{Z(Z-1)e^2}{8\pi\varepsilon_0}(\frac{1}{r})_{av} \quad \text{(9.6)}$$

حيث $(\frac{1}{r})_{av}$ هو متوسط القيمة $1/r$ لكل زوج من البروتونات، وتساوي $1/R$ وذلك عندما يتم توزيع البروتونات بانتظام خلال النواة التي نصف قطرها R، ومن ثم فإن $1/R$ سوف تتناسب مع $1/A^{\frac{2}{3}}$، يمكن إعادة كتابة طاقة كولوم على الصورة التالية:

$$E_c=a_3\frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} \quad \text{(9.7)}$$

أما السبب وراء الإشارة السالبة في هذه المعادلة فهو أن تأثير قوة كولوم يعارض استقرار النواة. هذا هو الحد الذي يمكن أن يصل إليه نموذج قطرة السائل، ولكن دعنا الآن نرى مدى مطابقة هذا النموذج لواقع النواة (أي مقارنة الاشتقاق النظري بالنتائج التجريبية).

• اختبار التوافق بين النظرية والنتائج المعملية:

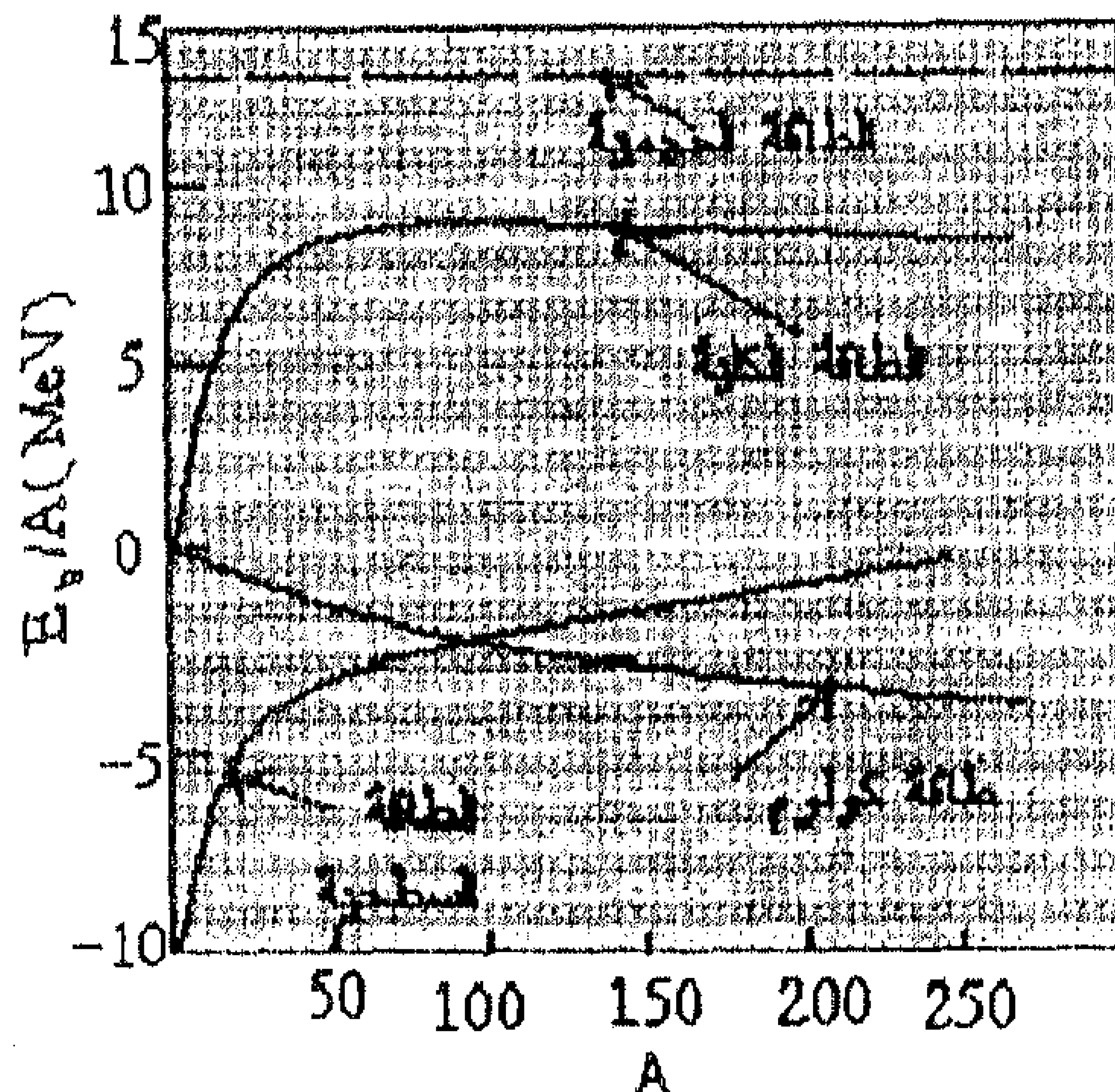
حسب عرضنا السابق فإن طاقة الترابط الكلية لنواة تساوي مجموع كل من الطاقة الحجمية، والطاقة السطحية وطاقة كولوم:

$$E_b = E_V + E_S + E_C$$
$$= a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - a_3 \left(\frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9.8)$$

وبذلك فإن طاقة الترابط لنوية:

$$\frac{E_b}{A} = a_1 - \frac{a_2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{4}{3}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9.9)$$

في شكل (9.8) تم رسم طاقة الترابط لنوية، بالإضافة إلى الحدود الموجودة في معادلة (9.9) كل على حدة كدالة في A، لقد تم اختيار المعاملات (a_1, a_2, a_3) بحيث المنحنى $\frac{E_b}{A}$ يقترب من منحنى طاقة الترابط النووية شكل (9.6).



شكل (9.8)

يوضح رسم للحدود الموجودة في العلاقة (9.8)

إن حقيقة اتفاق منحنى الطاقة النظري مع المنحنى التجريبي شكل (9.6)، يعني أن هناك توافق كبير بين نموذج قطرة السائل وبين ما يجري داخل النواة.

في الحقيقة إنه يمكن عمل بعض التحسينات على النموذج السابق وذلك عن طريق الأخذ في الاعتبار العوامل التي لم تؤخذ في الحسبان من قبل نموذج قطرة السائل، ولكن يمكن تفسيرها باستخدام بعض النماذج الأخرى. أحد هذه العوامل هو عندما يفوق عدد النيوترونات في النواة عدد البروتونات (أو العكس)، والذي يتطلب الأخذ في الحسبان ملء مستويات الطاقة العليا بدلًا من الحالة التي يكون فيها كل من N، وZ متساويتين. فقد قادت هذه التحسينات إلى إضافة حدين، الأول يعرف بطاقة آلا تماثل Asymmetry energy ويكتب على الصورة التالية:

$$E_a = -a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} \quad \text{.......} \quad \mathbf{(9.10)}$$

أما الحد الثاني فيعرف بطاقة التزاوج Pairing energy ويكتب كالآتي:

$$E_b = (\pm,0)a_1 - \frac{a_5}{A^{\frac{3}{4}}} \quad \text{.......} \quad \mathbf{(9.11)}$$

أما الشكل النهائي لطاقة الترابط النووية، والتي تحتوي فيها النواة على عدد ذري Z وعدد كتلي A، والتي تم اشتقاقها لأول مرة من قبل ويتساكير C.F.Weitsacker وذلك سنة 1935.

$$E_b = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A}(\pm,0)\frac{a_5}{A^{\frac{3}{4}}} \quad \text{......} \quad \mathbf{(9.12)}$$

لقد تم اختيار قيم المعاملات $(a_1, a_2, a_3, a_4, a_5)$ لكي نتحصل على منحنى ينطبق مع النتائج التجريبية وهذه القيم هي:

$a_1 = 14MeV \quad , a_2 = 13MeV \quad , a_3 = 0.60MeV \quad , a_4 = 19MeV \quad , a_5 = 34MeV$

إن معادلة (9.12) تكون أكثر اتفاقًا مع النتائج التجريبية من معادلة (9.8)، فهذا يشير إلى أن نموذج قطرة السائل لنواة يعتبر مقبولًا كتقريب أولي ولكن لا يمكن اعتبارها الكلمة الأخيرة في هذا الموضوع.

مثال (9.7):

في حالة متساوي النويات isobars فإن الأنوية تكون متساوية في العدد الكتلة A. اشتق علاقة العدد الذري لمتساوي النويات الأكثر استقرارًا وذلك بمعلومة A، تم استخدم هذه العلاقة لإيجاد متساوي النويات الأكثر استقرارًا والذي تكون فيه A-25.

الحل:

حسب المعادلة (9.12) فإن طاقة الترابط لنواة التي لديها عدد ذري Z وعدد الكتلة A هي:

$$E_b = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$$

$$a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} (\pm,0) \frac{a_5}{A^{3/4}}$$

أكبر ما يمكن، فإننا نحاول حل المعادلة $dE_b / dZ = 0$ لإيجاد Z:

$$\frac{dE_b}{dZ} = -\frac{a_3}{A^{1/3}}(2Z-1) + \frac{4a_4}{A} - (A-2Z) = 0$$

$$Z = \frac{a_3 A^{-1/3} + 4a_4}{2a_3 A^{-1/3} + 8a_4 A^{-1}}$$

$$= \frac{0.6A^{-1/3} + 76}{1.2A^{-1/3} + 152A^{-1}}$$

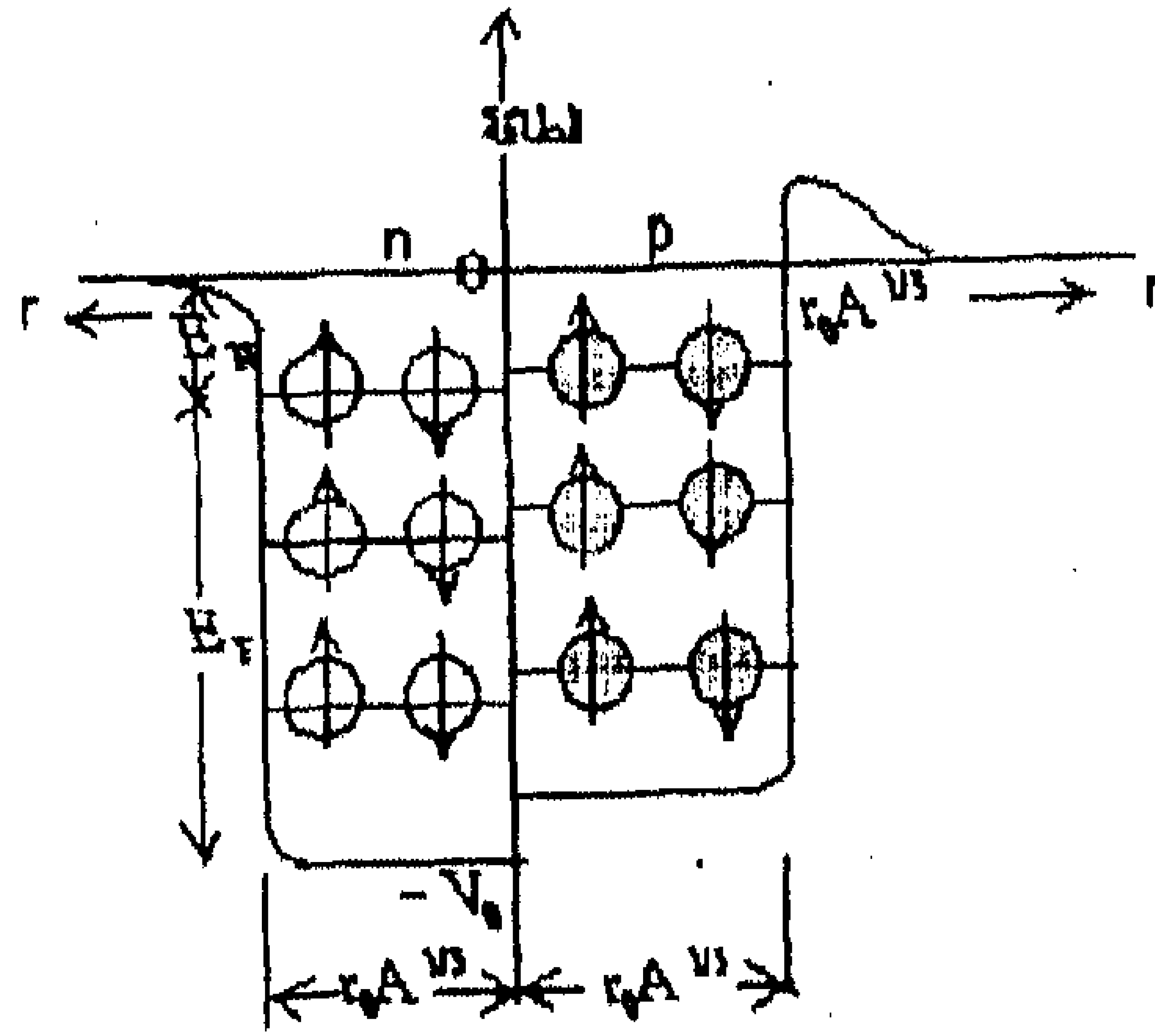
وبالتعويض عن قيمة $A = 25$، فإننا نجد أن $Z = 11.7$ ومنها نستنتج أن $Z = 12$ هو العدد الذري لمتساوي النويات الأكثر استقرارًا عندما $A = 25$. أما متساوي النويات الأخرى فهي $^{25}_{13}Al$، $^{25}_{11}Na$ والتي هي عبارة عن عناصر مشعة.

نموذج الجسيم المستقل (نموذج القشرة)

The independent-particle Modle (Shell Model)

رغم أن نموذج قطرة السائل نجح إلى حد ما في تفسير بعض صفات النواة، ولكن من ناحية أخرى لم يستطع هذا النموذج الأخذ في الحسبان بعض الخواص المهمة للأنوية، مثل الأعداد السحرية (magic numbers).

(2، 8، 20، 50، 82، 126). صعوبة أخرى واجهة نموذج قطرة السائل وهو تجمع (cluster) النويات كما هو موضح في شكل (9.2)، يعتبر هذا التجمع غير واقعي إذا ما أخذنا في الاعتبار شرط مبدأ الريبة بالنسبة لطاقة الحركة. حيث مقدار الطاقة الداخلة في هذه العملية يكون كبيرًا بالنسبة لنوية، ولذلك فإنه من غير الممكن أن تصل النوية إلى هذا المقدار من الطاقة عن طريق اهتزاز النويات حول موضع استقرار هذا التجمع للأنوية. وبذلك أصبح من الضروري افتراض نوع من الحركة المستقلة داخل هذا الحيز الصغير من النواة والمكتظ بالنويات. إن هذا التصور فاد في بداية الأمر إلى ما يعرف بنموذج الغاز لفرمي Fermi gas model، والذي في الأساس يشبه نموذج الغاز الحر التي تمت مناقشته في الباب السابع. لقد تم في هذا النموذج افتراض أن كل نوية (نيوترون، وبروتون) تتحرك في جهد متوسط ناتج عن تأثير جميع النويات الأخرى ويتم تمثيل هذا الجهد في ثلاثة أبعاد عن طريق جهد البئر مع وجود تكور في قمته كما هو موضح في شكل (9.9) وبحل معادلة شرودنجر التي تحتوي على هذا الجهد، يمكن تمثيل حالات الاستقرار لنظام عن طريق الأعداد الذرية n, l, m_l والتي تحمل نفس المعنى الذي تحمله الإلكترونات الذرية، وكما شاهدنا عند دراستنا في الباب السابع لخواص التوصيل في المعادن فإن طاقة أعلى مستوى مملوء يعرف بطاقة فرمي Fermi energy. وبذلك فإن الطاقة اللازمة لإزالة نوية (بروتون، أو نيوترون) من مستوى طاقة فرمي هي $E_N = V_0 - E_F$ حيث V_0 هو عمق البئر، أما E_N فهي طاقة الترابط لنوية (بروتون، أو نيوترون) الموجودة في أعلى مستوى كما هو موضح في شكل (9.9).



شكل (9.9)

يوضح بئر الجهد ذات العمق V_0 والذي يحتوي على 12 نوية. يوضح كذلك موضع طاقة فرمي وأيضًا طاقة الترابط

فالتطور الطبيعي الذي يلي نموذج الغاز لفرمي، هو حل معادلة شرودنجر بالنسبة لنويات الموجودة في مداراتها، أي نفس الطريقة التي اتبعناها بالنسبة لنظرية الذرية. حيث يعرف الآن هذا النموذج بنموذج القشرة لنواة (Shell Model). وبحل معادلة شرودنجر، فإن كل نوية سوف يكون لديها عدد كمي رئيس n، وعدد كمي للعزم الزاوي الكلي j والذي هو ناتج عن توحيد متجه العزم الزاوي وعزم البرم لنوية وذلك كما سبق إجراؤه بالنسبة للإلكترونات الذرية. ويستعمل الترابط j-j للحصول على الحالات الكمية المسموح بها لجميع النويات.

أن أحد أهم نجاح الملفت للنظر لنموذج القشرة هو توقعها للأعداد السحرية، وأيضًا زودتنا بالتقريب بالحالة الدنيا الصحيحة للعزم الزاوي لجميع النويات. ولكن في نفس الوقت أهملت بعض العوامل الأخرى مثل تشبع القوى النووية، والسبب وراء أن الكثافة النووية ثابتة لكل الأونوية، وتفسير سلوك منحنى طاقة الترابط الموضح في شكل (9.6)، بالإضافة إلى ذلك فقد توقعت نتائج خاطئة لتشتت

النيوترونات من الأنوية، وذلك لأن النيوترونات تتفاعل بشدة مع الأنوية عند طاقات محددة بحيث يتم اصطيادها لفترة داخل النواة قبل أن يتم قذفها إلى خارج النواة، ويعرف مثل هذا الاصطياد بالرنين.

إن النموذج الذي تم اقتراحه للتغلب على الصعوبات التي واجهت نموذج القشرة مثل عملية الرنين المشار إليها سابقًا، ولكن في نفس الوقت احتفظت بميزات نموذج القشرة يعرف بنموذج التجمع (collective model) لنواة. في هذا النموذج تم تخيل النواة بأنها تحتوي بداخلها (core) على مدارات مملؤة وفي نفس الوقت محاطة بنويات غير مرتبطة (حرة) وموجودة في مدارات غير مغلقة. أما داخل النواة فهو غير صلب، وذلك لتشبع محصلة القوة النوية واتجاهها ليس في اتجاه المركز، على عكس الحال عند الإلكترونات الداخلية لذرة، نتيجة لذلك يحدث تشوه واضح يمكن ملاحظته في أغلب الأحيان عن طريق التجارب التي تقيس عزم رباعي الأقطاب الكهربي أو عزم القصور الذاتي لنواة.

في النموذج التجمعي يمكن تخيل النواة على أنها تتكون من نظام متعدد الأجسام كما هو الحال في حالة اهتزاز شبيكة الصلب. أما حالات الطاقة التابعة لها فهي طاقات التهيج لهذا النظام التجمعي كما هو في حالة الأنماط العادية والتي تكون مجموعة من المستويات المتقاربة في المسافة والمحددة. ولذلك فإنه عند تصادم النيوترون الذي لديه أحد هذه الطاقات سوف يشارك في طاقته النظام ككل، حيث ينقضي زمن محدد قبل أن يجمع النيوترون طاقة كافية لينبعث كجسيم مستطير. وبذلك نستطيع أن نقول : إن النموذج التجمعي استطاع تفسير العديد من الظواهر النووية.

9.4 النشاط الإشعاعي Radioactivity

في الحقيقة ليس هناك ظاهرة لعبت دورًا مهمًا لوحدها في تطوير الفيزياء النووية كما فعل النشاط الإشعاعي. على الرغم من شدة القوى التي تحافظ على وجود النويات

داخل النواة، فالعديد من الأنوية تكون غير مستقرة وتتغير تلقائيًا من خلال الاضمحلال الإشعاعي، وفي بعض الأحيان من خلال سلسلة من الاضمحلال إلى أن تصل إلى الشكل المستقر. هناك ثلاث سمات مميزة للنشاط الإشعاعي والتي تعتبر غير عادية من نظرة الفيزياء الكلاسيكية.

1. عندما ينبعث من النواة جسيم ألفا، أو جسيم بيتا يتغير عددها الذري Z وتصبح نواة مختلفة، مما يشير إلى أن العناصر غير الثابتة، ولكن الميكانزم التي تتم بها عملية التغير من الصعب إدراكها كيميائيًا.
2. الطاقة المحررة خلال الاضمحلال الإشعاعي ناتجة من داخل النواة ذاتها وبدون أي تهيج خارجي على عكس ما يحدث في حالة الإشعاع الذري. كيف يمكن حدوث ذلك؟ في الحقيقة لم يتم فهم ذلك اللغز إلى بعد افتراض أينشتاين مبدأ تكافؤ الكتلة والطاقة.
3. تتصف ظاهرة الاضمحلال الإشعاعي بصفة الاحتمالية، أي أن كل ذرة من الذرات الموجودة في مادة العنصر المشع لها احتمالية محددة بأن تضمحل خلال فترة زمنية متتابعة، أي إنه في حالة وجود عدد كبير جدًا من الذرات الداخلة في عملية الاضمحلال الإشعاعي فإن هذا الانبعاث سوف يتبع قوانين الاحتمالية، وبذلك فإن الفيزياء الكلاسيكية لا تأخذ في الحسبان هذا السلوك، مع إنها تدخل ضمن برنامج عمل الفيزياء الكمية.

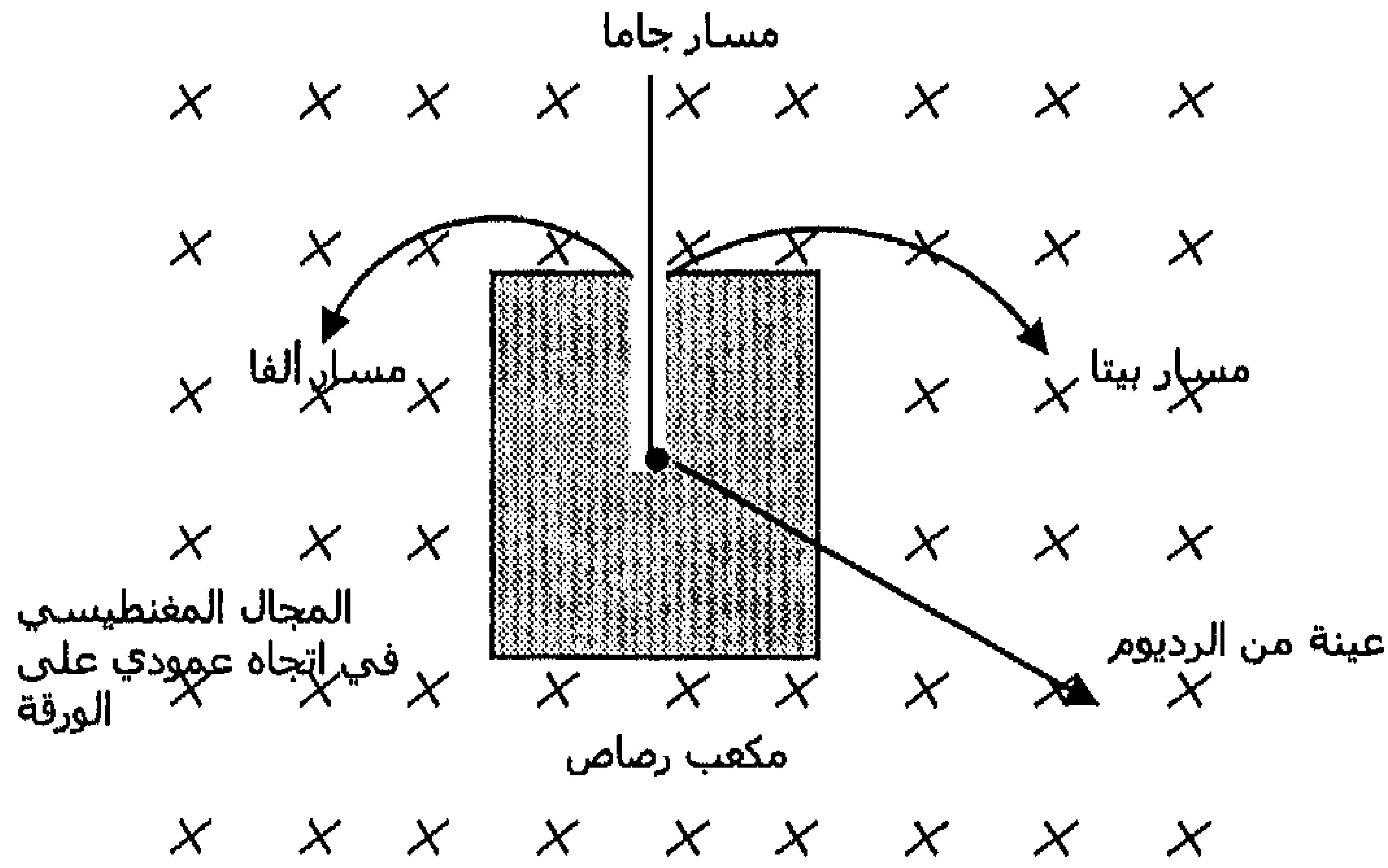
- **الاضمحلال الإشعاعي Radioactivity**

في سنة 1895 اكتشف العالم رونتجن Roentgen الأشعة السينية x-ray عن طريق الوميض الذي تسببه في أنواع معينة من المواد. وعندما علم هنري بكريل H.Becquerel بذلك سنة 1896 شك فيما إذا كانت العملية العكسية ربما لا تحدث، أي باستخدام ضوء شديد لإنارة المواد الوميضية لتعطي أشعة سينية. وضح ملح

اليورانيوم الوميضي على سطح فوتوغرافي ثم غطى ذلك بورق أسود وعرض المجموعة لأشعة الشمس. بالفعل فقد وجد أن السطح الفوتوغرافي بعض تحميضه قد تشوش. بعد ذلك كرر بكريل التجربة ولكن في هذه المرة حجبت السحب الشمس لعدة أيام، وعند تحميضه للفلم فقد توقع بكل حال أن الفلم سوف لن يتشوش، ولكن لدهشته وجد الأفلام مشوشة مثل المرة الأولى. وبعد فترة قصيرة تعرف على مصدر الإشعاع الذي اخترق الألواح الفوتوغرافية هو اليورانيوم الموجود في الملح الوميضي. وقد استطاع أن يوضح أيضًا أن الإشعاع قادر على تأين الغاز ذلك لأن جزء من هذا الإشعاع يحتوي على جسيمات مشحونة وسريعة.

وبعد ذلك بقليل اكتشف كل من بري وماري كوري Pierre and Marie Curie أثناء استخلاصهما لعنصر اليورانيوم من خام بتشلند (خام اليورانيوم) Pitchblend عنصرين آخرين لديهما خاصية النشاط الإشعاعي، حيث تم تسمية الأول بولونيوم Polonium نسبة إلى بولندا البلد الذي تنتمي إليه ماري كوري، أما العنصر الثاني والذي اتضح بأن نشاطه الإشعاعي يكافئ الآف المرات لعنصر اليورانيوم والذي سمى راديوم radium .

في الحقيقة إن النشاط الإشعاعي لعنصر ما ناتج عن النشاط الإشعاعي لواحد أو أكثر من نظائر العنصر. حيث معظم العناصر الموجودة في الطبيعية ليس لديها عناصر مشعة، ولكن مثل هذه النظائر يمكن إنتاجها اصطناعيًا والتي تعتبر مهمة من الناحية البيولوجية والطبية كعناصر استشفافية (tracer). حيث تبدأ الطريقة بدمج نوية مشعة في المركب الكيميائي ثم يتم تتبع ماذا يحدث للمركب في المتعاطي الحي بمراقبة الإشعاع من النوية، بعض العناصر الأخرى مثل البوتاسيوم لديها بعض النظائر المستقرة والأخرى لها نشاط إشعاعي، ولكن قلة مثل اليورانيوم له نظائر ذات نشاط إشعاعي.

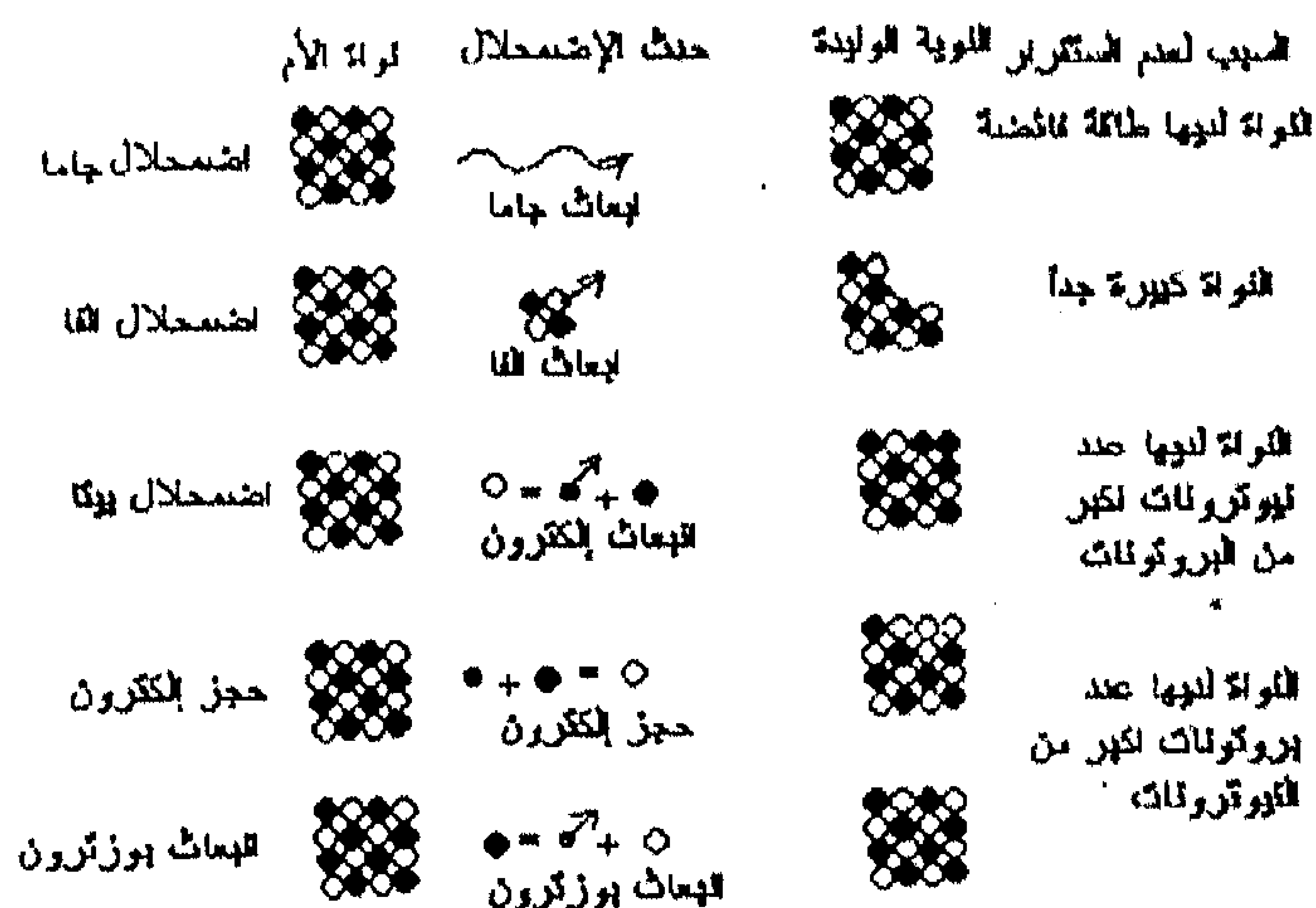


شكل (9.10)

يوضح الإشعاع من مصدر مشع، والذي يمكن فصله

إلى ثلاثة مركبات باستخدام المجال المغنطيسي

لقد أشرنا في بداية هذا الباب إلى أن التجارب التي قام بها رذرفورد ومعاونيه لدراسة طبيعة الإشعاع المنبعث من العناصر المشعة أدت إلى تمييز ثلاث مركبات وهي جسيمات ألفا (α) موجبة الشحنة، وجسيمات بيتا (β) سالبة الشحنة ولها نفس شحنة وكتلة الإلكترون، وأشعة جاما (γ) المتعادلة وهي موجات كهرومغنطيسية ذات أطوال موجات قصيرة جدًا، كما هو موضح في شكل (9.10). بعد ذلك أضيفت إلى هذه القائمة التي تشمل أنماط الاضمحلال انبعاث ضديد الإلكترون (الإلكترون الموجب) positron (β)، وأسر الإلكترون electron capture. إن أنواع الإشعاع الثلاثة تختلف في قدرتها على اختراق المواد، فمثلًا جسيم ألف لا يكاد يخترق الورق، بينما جسيم بيتا فإنه يخترق عدة مليمترات من مادة الألمنيوم. ولكن أشعة جاما فلها القدرة على اختراق عدة سنتيمترات من الرصاص.



شكل (9.11)

خمسة أنواع من الاضمحلال الإشعاعي

شكل (9.11) يوضح الخمسة طرق التي يتم خلالها اضمحلال الأنوية غير المستقرة مع الأسباب وراء عدم الاستقرار.

جدول (9.2): يعطي عدة أمثلة على التحولات التي ترافق عدة اضمحلال.

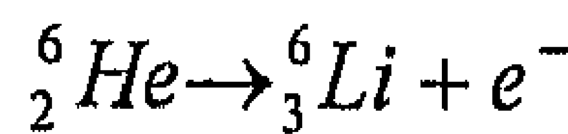
الاضمحلال	الانتقال	الأمثلة
ألفا	${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$	${}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He$
بيتا	${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z+1}^{A}Y + e^{-}$	${}^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + e^{-}$
انبعاث ضديد	${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y + e^{+}$	${}^{64}_{29}Cu \rightarrow {}^{64}_{28}Ni + e^{+}$
أسر إلكترون	${}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y$	${}^{64}_{29}Cu + e^{-} \rightarrow {}^{64}_{28}Ni$
جاما	${}^{A}_{Z}X^{*} \rightarrow {}^{A}_{Z}X^{*} + \gamma$	${}^{87}_{38}S^{*} \rightarrow {}^{87}_{38}Sr + \gamma$

مثال (9.8):

نظير الهليوم $_{2}^{4}He$ غير مستقر. ما هو نوع الاضمحلال الذي سوف يحدث؟

الحل:

من المعروف أن الهليوم $_{2}^{4}He$ هو الأكثر استقرارًا، وذلك لأن كل النيوترونات والبروتونات التابعة له تكون موجودة في أقل مستوى طاقة، كذلك لاحظنا هو المسئول على القمة الموجودة في الجهة اليسرى من المنحنى. بما أن $_{2}^{6}He$ يحتوي على أربعة نيوترونات بينما $_{2}^{4}He$ يحتوي على اثنان من النيوترونات فقط، فإن عدم الاستقرار بالنسبة $_{2}^{6}He$ ناتجة عن زيادة في يحدث له اضمحلال عن طريق بيتا السالبة ليتحول إلى نظير الليتيوم $_{3}^{6}Li$ والذي تكون فيه نسبة النيوترونات/ البروتونات أكثر تناسبًا للاستقرار:



$$_{2}^{6}He \rightarrow _{3}^{6}Li + e^{-}$$

مثال (9.9):

يعتبر نظير البلونيوم $_{84}^{210}Po$ غير مستقر وينبعث منه جسيم ألفا بطاقة $5.30MeV$. إذا كانت كتلة الذرية ($_{84}^{210}Po$) تساوي $209.983u$ وبالنسبة $_{2}^{4}He$ تساوي $4.003u$. تعرف على النوية الوليدة أوجد كتلتها الذرية.

الحل:

a) بالنسبة النوية الوليدة سوف يكون لها عدد ذري $Z = 84 - 2 = 82$، وعدد ذري $A = 210 - 4 = 206$. بما أن $Z = 82$ توافق الرصاص، وبذلك فإن رمز النوية الوليدة $_{82}^{206}Pb$.

b) الكتلة المكافئة لطاقة $5.30MeV$ هي:

$$m_E = \frac{5.30MeV}{931MeV/u} = 0.006u$$

الكتلة المفقودة نتيجة اضمحلال $_{84}^{210}Pb$ تساوي مضاف إليه الكتلة المكافئة m_E وبذلك كتلة $_{82}^{206}Pb$ تساوي كتلة $_{84}^{210}Po$ ناقص كتلة $(m_E + m_\alpha)$.

$$209.9829u - (4.0026u + 0.0057u)$$
$$= 205.9746u$$

• النشاط **Activity**

يتناسب معدل الاضمحلال في عينة ما مع عدد الأنوية المشعة في تلك الفترة (أي مع الأنوية التي لم يحدث لها اضمحلال). فإذا كانت N هي عدد الأنوية المشعة الموجودة عند لحظة معينة، فإن معدل تغير N هو:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad \text{...} \quad \mathbf{(9.13)}$$

سالبة، أي أن N تقل بالزمن. يمكن إعادة كتابة المعادلة (9.13) على الصورة التالية:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda\, dt \quad \text{...} \quad \mathbf{(9.14)}$$

وبتكامل هذه المعادلة نحصل على :

$$N = N_0\, e^{-\lambda t} \quad \text{...} \quad \mathbf{(9.15)}$$

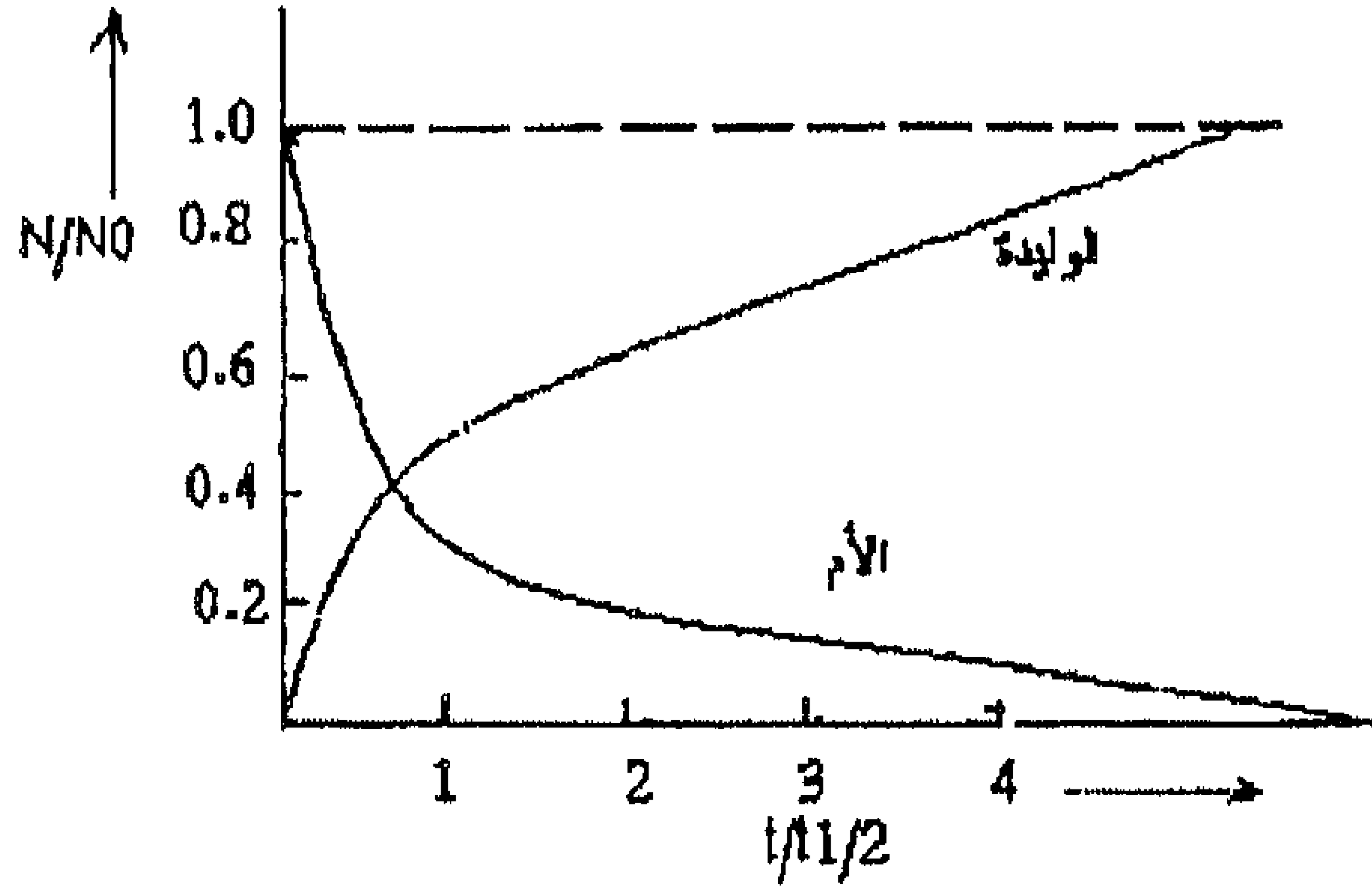
والذي يعرف بقانون الاضمحلال الإشعاعي. يمثل الثابت N_0 عدد الأنوية المشعة عند زمن $t=0$ يمكن الحصول على معدل الاضمحلال $R=\left|\frac{dN}{dt}\right|$ وذلك بتفاضل معادلة (9.15) بالنسبة لزمن:

$$R = \left|\frac{dN}{dt}\right| = N_0\, \lambda e^{-\lambda t} = R_0 e^{-\lambda t} \quad \text{..................................} \quad \mathbf{(9.16)}$$

حيث $R_0 = N_0\,\lambda$ هو معدل الاضمحلال عند زمن $t=0$ و $R = \lambda N$ عند زمن t. في العادة يشار إلى معدل الاضمحلال العينة بالنشاط activity. لاحظ أن كل من N نواة الأم (parents)، وR تقل أسيًا بالزمن. وإذا كانت النوية الوليدةdaughter تكون مستقرة، فإن ذرات النوية الوليدة سوف تزداد أسيًا حسب المعادلة التالية:

$$N_{daught.} = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t})$$

شكل (9.12) يوضح العلاقة بين نواة الأم والنوية الوليدة.



شكل (9.12)

يوضح الكميات النسبية للأم المشعة، والنوية الوليدة المستقرة كدالة في الزمن.

هناك قيمتان مهمتان لديهما علاقة بعمر العنصر ويتم قياسهما إحصائيًا. القيمة الأولى تعرف بالعمر النصفي للعنصر المشع half-life والذي يعرف على إنه الزمن اللازم لتفتت (اضمحلال) نصف الكمية الأصلية، حيث يعين ثابت الإنحلال لعنصر ما عن طريق قياس شدة الإشعاع المنبعث من المادة خلال فترة زمنية معينة، ثم رسم هذه العلاقة كما هو مبين في شكل (9.12). القيمة الثانية وتعرف بمتوسط العمر، يمكن حساب عمر النصف رياضيًا، وذلك بوضع $N = N_0/2$ وذلك عند $t = T^{1/2}$ في المعادلة (9.15).

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T^{1/2}}$$

والتي يمكن إعادة كتابتها على الصورة التالية، وبأخذ اللوغارتيم الطبيعي لجانبي المعادلة نحصل على:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad \text{............} \quad (9.17)$$

وبذلك يمكن حساب عمر النصف بمعلومية ثابت الانحلال λ. نلاحظ من خلال المنحنى في شكل (9.12)، أنه بعد مضي نصف العمر فإن الفاعلية الإشعاعية تنخفض إلى نصف قيمتها الأصلية وبذلك فالمتبقي من الأنوية المشعة هو $\frac{N_0}{2}$، وبعد مضي نصفي عمر فإن نصف هذه الكمية يتم تحللها، أي المتبقي من الأنوية المشعة هو $\frac{N_0}{4}$، وبعد مضي ثلاثة أنصاف عمر فالمتبقي هو $\frac{N_0}{8}$ وهكذا. وبصفة عامة فإنه بعد انقضاء (n) من أنصاف العمر، فإن عدد الأنوية المتبقية هي $\frac{N_0}{2^n}$. وبذلك نلاحظ أن الانحلال النووي لا يعتمد على الزمن الماضي للعينة. إن العمر النصفي للأنوية المشعة طبيعيًا يتراوح ما بين 10^{-14} ثانية إلى 10^{11} سنة، أي ما مدى 10 أس 32 (لاحظ يتم تحويل السنة إلى ثواني فيضرب في $10^7 \approx$).

يمكن الحصول على علاقة متوسط العمر mean life t_{av}. كما يلي. من المعادلة (9.15) يمكن التعرف على عدد الأنوية التي يقع عمرها بين t و t+dt والتي عبارة عن عدد التفتتات (انحلال) في زمن قدره dt وهو $Ndt\lambda$ وبجمع أعمار كل الأنوية N_0 نحصل على :

$$\int_0^\infty t\,\lambda\,Ndt$$

وبذلك يكون متوسط العمر:

$$t_{av} = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty t\,\lambda\,Ndt = \int_0^\infty \lambda\,te^{-\lambda t}dt = \frac{1}{\lambda}$$

والذي يمكن كتابته بدلالة العمر النصف:

$$t_{av} = \frac{1}{\lambda} = \frac{t_{1/2}}{0.693}1.44\,t_{1/2} \quad \text{..........} \quad \textbf{(9.18)}$$

يعرف النشاط الإشعاعي للعينة على أنه عدد التفتتات (الاضمحلال) في الثانية decays/s. من معادلة (9.15) نلاحظ أن ببساطة أن النشاط (activity) هو:

النشاط $\lambda N = \lambda N_0\, e^{-\lambda t}$

وتستخدم ثلاثة وحدات لقياس هذا النشاط. الأولى وتعرف بالكوري Curie (Ci)، وتعرف كالآتي: $1Ci = 3.7\times10^{10}\ decays/s$

حيث تم اختيار (Ci) كوحدة أولية لقياس النشاط، وذلك لأنها تساوي بالتقريب نشاط 1g من الراديوم.

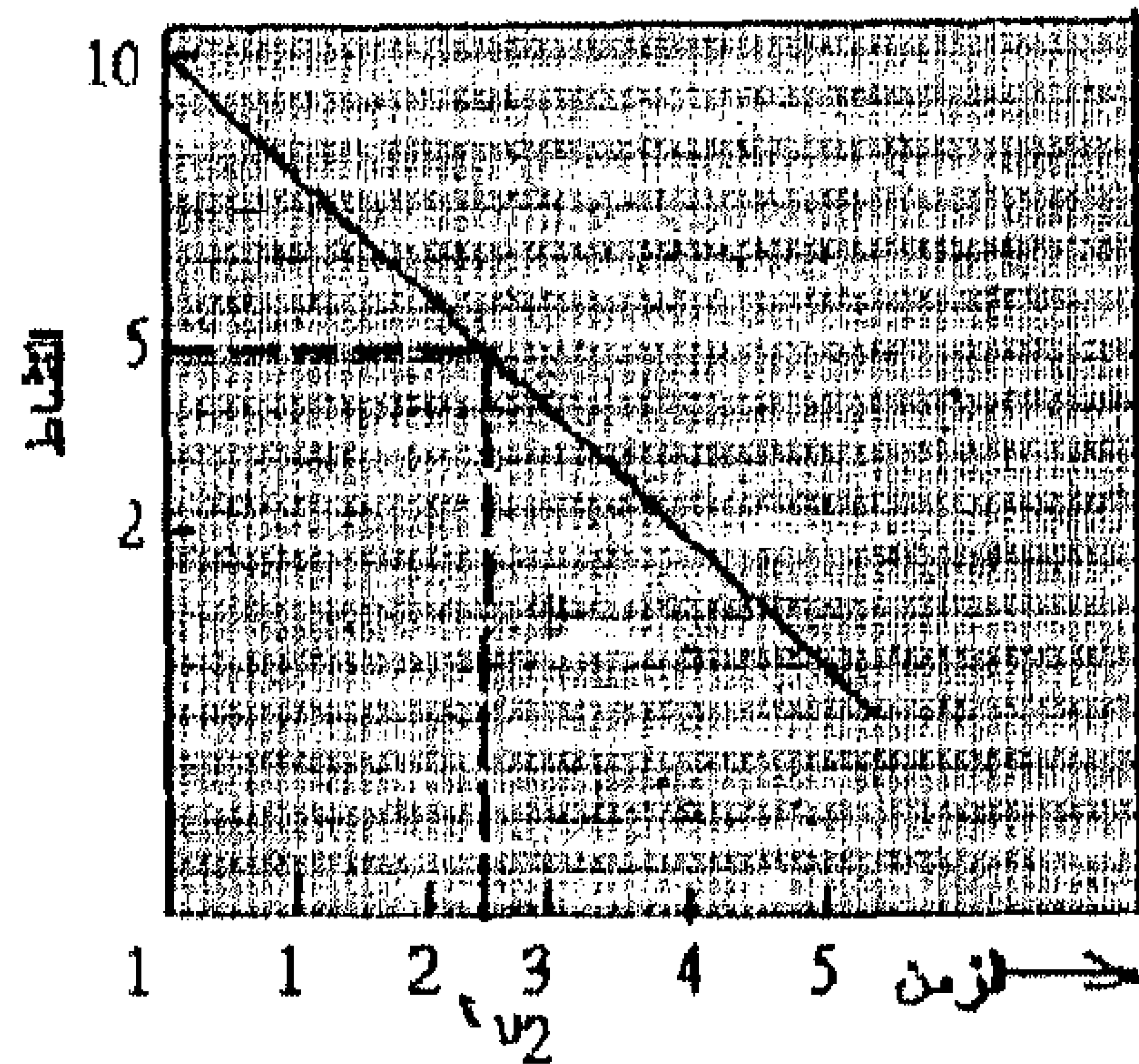
الوحدة الثانية وهي: $1\,rutherford\ (Rd) = 1\times10^{6}\ decays/s$

الوحدة الثالثة والتي تستعمل في النظام العالمي SI وهي بيكريل Becquerel (Bq) والتي عبارة عن: $1Bq = 1\,decays/s$

أي إن:

$1Ci = 3.7\times10^{10}\ Bq$. أما الوحدتان الأكثر تداولًا هما $mCi(10^{-3}Ci)$، $\mu Ci(10^{-6}Ci)$

يتم قياس النشاط الإشعاعي للعينة باستعمال عدة كواشف حديثة (لتعرف على أنواع الكواشف وطريقة عملها نقترح الرجوع إلى المرجع 14). وإذا ما تم رسم النشاط كدالة مع الزمن على ورق نصف لوغارتمي semi logarithmic كما هو موضح في شكل (9.13)، يمكن الحصول عن طريق هذا الرسم كل من العمر النصفي وثابت الانحلال λ.



شكل (9.13)

رسم لنشاط كدالة في الزمن على ورق شبه لوغارتمي. ميل الخط المستقيم عبارة عن ثابت الانحلال λ. أما العمر النصفي فهو الزمن الذي خلاله يقل النشاط إلى النصف

مثال (9.10):

يعتبر كربون 14، $^{14}_{6}C$ نظير مشع للكربون الذي عمره النصفي يساوي 5730 سنة. نفرض أنك بدأت بعدد 1000 من أنوية كربون 14، ما هي عدد الذرات المتبقية بعد مضي 22920 سنة؟

الحل:

بعد مضي 5730 سنة فإن نصف العينة سوف يضمحل والمتبقي من أنوية الكربون - 14 بعد هذه المدة هو 500 وبعد مضي 5730 سنة أخرى (أي حاصل المدة المنقضية هي 11460)، فإن عدد الأنوية المتبقية هي 250. وبعد مضي 5730 سنة أخرى (أي ما مجموعه 17190 سنة)، المتبقي هو 125. وأخيرًا بعد مضي أربعة من العمر النصف (أي 22920 سنة) فالمتبقي هو 62 فقط. يجب أن نلاحظ بأن هذه الأرقام تعتبر تحت الظروف مثالية، وذلك لأن النشاط الإشعاعي هو عملية متوسطة ونتعامل مع عدد كبير جدًا من الذرات، والناتج النهائي يعتمد على العملية الإحصائية.

مثال (9.11):

العمر النصفي لنواة $^{226}_{88}Ra$ المشعة هو 1.6×10^{3} سنة. إذا كانت العينة تحتوي على 3×10^{16} نواة من هذا العنصر. احسب نشاط هذا العنصر عن تلك الفترة؟

الحل:

أولًا: نحسب ثابت الانحلال λ من معادلة (9.17) واستخدام الحقيقية التالية:

$$T_{1/2} = 1.6\times10^{3}\ years$$

$$T_{1/2} = 5.0\times10^{10}\ s$$

وبذلك:

$$\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{5.0\times10^{10}}\ s^{-1}$$

والآن نستطيع حساب نشاط العينة عند زمن t=0 باستخدام:

$$R_0 = \lambda N_0 = (1.4\times10^{-11}s^{-1})(3\times10^{16}) = 4.1\times10^{5}\ decays/s$$

بما أن :

$$1Ci = 3.7\times10^{10}\ decays/s$$

فإن النشاط أو معدل الاضمحلال عند $t=0$ هو: $R_0 = 11.1\ \mu Ci$

مثال (9.12):

عينة مشعة تحتوي على 3.5 ميكروجرام من $^{11}_{6}C$ النقي الذي عمره النصفي 20.4 دقيقة.

a) احسب عدد الأنوية الموجودة مبدئيًا.

b) احسب النشاط المبدئي للعينة، وكذلك بعد 8 ساعات.

الحل:

a) العدد الذري للكربون $^{11}_{6}C$ بالتقريب 11. وبذلك فإن 11 جرام سوف تحتوي على عدد أفوجادروا 6.02×10^{23} من الأنوية. وبذلك فإن 3.50 ميكروجرام من العينة سوف يحتوي على N من الأنوية، حيث:

$$\frac{N}{6.02\times10^{23}\,uncli/mol}=\frac{3.50\times10^{-6}\,g}{11\,g/mol}$$

وبحل هذه المعادلة فإن

$$N=1.92\times10^{17}\,nucli$$

b) بما أن العمر النصفي يساوي 20.4 دقيقة = 1224 ثانية، فإن ثابت الانحلال:

$$\lambda=\frac{0.693}{T_{1/2}}=\frac{0.693}{1224s}$$

$$=5.66\times10^{-4}\,s^{-1}$$

وبذلك فإن النشاط المبدئي للعينة هو:

$$R_0=\lambda\,N_0$$

$$=(5.66\times10^{-4}\,s^{-1})(1.92\times10^{17})$$

$$=1.08\times10^{14}\,decays/s$$

يمكن حساب النشاط بعد مضي 8 ساعات أو ما يعادل 2.88×10^{4} ثانية نلاحظ أن λt = 16.3

$$R=R_0\,e^{-\lambda t}$$

$$(1.09\times10^{14}\,decays/s)e^{-16.3}$$

$$8.96\times10^{6}\,decays/s$$

مثال (9.13):

عينة من العنصر المشع ^{131}I عمره النصفي 8.04 يوم، إذا كان نشاطه عند لحظة الشحن 5 مليكوري. تم قياس نشاطه عند وصوله إلى المعمل الطبي فكانت 4.2 ملي كوري. ما هو الزمن المنقضي بين القياسين؟

الحل:

يمكن استخدام معادلة (9.16) :

$$R = R_0\, e^{-\lambda t}$$

حيث R_0 هو النشاط المبدئي، و R هو النشاط عند زمن t. وبإعادة كتابة المعادلة السابقة على الصورة:

$$\frac{R}{R_0} = e^{-\lambda t}$$

وبأخذ اللوغارتيم الطبيعي للجانبين:

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \lambda t$$

$$t = \frac{1}{\lambda}\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

ولحساب قيمة λ نستخدم المعادلة (9.17)

$$\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{8.04 days} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

وبالتعويض معادلة (2) في (1) نحصل على :

$$t = -\left(\frac{8.04 days}{0.693}\right)\ln\left(\frac{4.2 mCi}{5.0 mCi}\right)$$

$$= 2.02 days$$

- **عمليات متعددة الاضمحلال Decay Processes**

نجد في بعض السلاسل المشعة طبيعيًا، وتلك التي يتم تصنيعها بواسطة الإنسان، بأن النويات الوليدة غير مستقرة بذاتها ويحدث لها عملية اضمحلال. ونفس الشيء ينطبق على الحفيدات granddaughters، وحفيد الحفيدات great-granddaughters وهكذا. بحيث تختلف الجسيمات الضمحلة، فمثلًا عنصر ^{216}Po ينبعث منه جسيم ألفا ليصبح ^{212}Pb والذي بدوره ينبعث منه β^- ليصبح ^{212}Bi . كذلك عمر النصف يمكن

أن يتغير إلى حد بعيد. نفرض أن عدد أنوية الأم هو N_1 ، N_2 هو عدد النويات الوليدة الغير مستقرة عند زمن t، وثابت الانحلال بالنسبة للأم هو λ_1، أما بالنسبة للوليدة فهو λ_2. وبذلك يمكن حساب معدل التغير بالنسبة لزمن للأنوية الوليدة N_2.

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad \text{..........} \quad (9.19)$$

وبتكامل معادلة (9.19) نحصل على:

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad \text{..........} \quad (9.20)$$

وبما أن العمليتين سوف تحدثان بنفس المعدل فإن $\frac{dN_2}{dt} = 0$، وبذلك فإن أكبر قيمة يمكن أن تصلها N_2 هي:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad \text{..........} \quad (9.21)$$

مثال (9.14):

إذا كان النشاط لعينة مشعة يقل بمعامل 10 خلال 5 دقائق (a) أوجد ثابت الانحلال (b) أوجد العمر النصفي ومتوسط العمر؟

الحل:

باستخدام معادلة (9.16):

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\lambda N_1}{\lambda N_2} = \frac{e^{-\lambda t_1}}{e^{-\lambda t_2}} e^{\lambda(t_2 - t_1)}$$

$$10 = e^{\lambda(300s)}$$

$$\lambda = \frac{\ln 10}{300s} = \frac{2.302}{300s} = 7.7 \times 10^{-3} s^{-1}$$

(b

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{7.7 \times 10^{-3} s} = 90s$$

$$T_{av} = 1.44 T_{1/2} = 129.6s$$

مثال (9.15): العمر النصفي لليورانيوم $^{238}_{92}U$ هو 4.5×10^{9} سنة ما هي نسبة وجود أنوية $^{238}_{92}U$ بعد مضي 10 مليار سنة؟ **الحل:** $\lambda=\frac{0.693}{T_{1/2}}$ $=\frac{0.693}{4.51\times10^{9}\,year\times3.16\times10^{7}\,s/year}$ $=4.87\times10^{-16}\,s^{-1}$	$\frac{N}{N_0}=e-(4.87\times10^{-16}\times3.16\times10^{17})$ $=e^{-1.54}=0.214$ أي ما يعادل 21.4% من العدد الأصلي.

9.5 عمليات الاضمحلال The Decay Processes

كما أشرنا سابقًا إلى أن النواة المشعة تضمحل ذاتيًا عن طريق ثلاث عمليات رئيسية، وهما اضمحلال ألفا، واضمحلال بيتا، واضمحلال جاما. في هذا الجزء من الباب سوف نناقش هذه العمليات الثلاثة بالتفصيل.

- **اضمحلال ألفا Alpha Decay**

من المعروف أن تأثير قوة التجاذب بين النويات تعتبر من نوع المدى القصير، وأن طاقة الترابط الكلية لنواة تتناسب مع عددها الكتلي A أي عدد النويات التي تحتويها النواة. من ناحية أخرى فإن قوة التنافر الكهربية بين البروتونات غير محدودة المدى (ذات المدى البعيد)، وأن طاقة التمزيق disruptive الكلية في النواة تتناسب بالتقريب مع Z^2. ولذلك فإن الأنوية التي تحتوي على عدد من النويات أكبر من 210 تكون على درجة من الكبر بحيث قوى المدى القصير والمسئولة على المحافظة على تلاصق النويات

تصبح غير قادرة على معادلة قوة التنافر بين البروتونات. ولذلك يحدث اضمحلال ألفا في مثل هذه الأنوية كطريقة لزيادة استقرار النواة عن طريق التقليل من حجمها.

والآن نطرح السؤال التالي، لماذا تنبعث جسيمات ألفا بدلًا من البروتونات المفردة أو نوية ^3_2He؟ إن الإجابة عن هذا السؤال كما سوف نشاهد ناتجة عن كبر طاقة الترابط لجسيم ألفا. ولكي يفلت الجسيم من النواة يجب أن يكون لديه طاقة حركة. لكي نوضح ذلك فإننا نحسب الطاقة المنفصلة Q بمعلومية كتلة كل من الجسيم، ونواة الأم والوليدة والتي يمكن التعبير عنها بالآتي:

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 \quad \text{.................................} \quad (9.22)$$

حيث M_X هي كتلة النواة البدائية

M_Y هي كتلة النواة النهائية

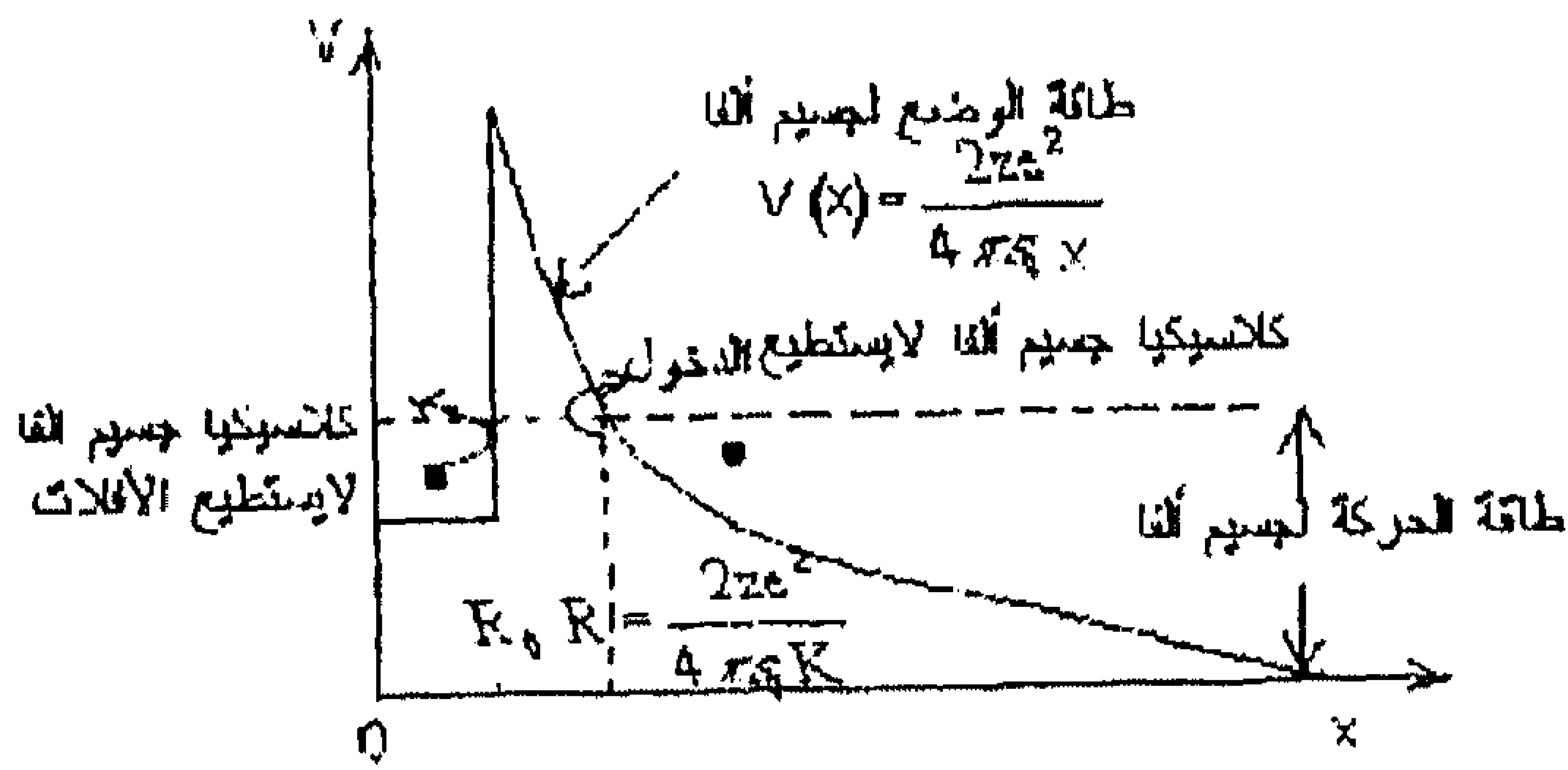
M_α هي كتلة الجسيم

نجد من هذه المعادلة أن انبعاث جسيم ألفا يكون محتملًا من ناحية الطاقة، ولكن اضمحلال الأنماط الأخرى يحتاج إلى التزويد بطاقة خارجية. فمثلًا اضمحلال جسيم ألفا في حالة $^{238}_{92}U$ يكون مصحوبًا بانطلاق طاقة قدرها 5.4MeV، بينما نحتاج إلى إضافة طاقة قدرها 6.1MeV في حالة انبعاث البروتون، 9.6MeV في حالة انبعاث نواة ^3_2He.

إن شواهد تحلل الطاقة في حالة انبعاث ألفا تتفق مع التوقعات المبنية على الكتل النووية في تلك العملية. إن طاقة الحركة لجسيم ألفا E_α لا يمكن أن يساوي طاقة التحلل Q وذلك لأن كمية الحركة تعتبر كمية محافظة، وبما أن النواة سوف ترتد بطاقة حركة بسيطة عند انبعاث جسيم ألفا، فإنها تفقد مقدار بسيط من الطاقة من المهم أن نرى نتيجة لأن كمية الحركة والطاقة محافظة، فإن العلاقة بين E_α و Q والعدد الكتلي A للنواة الأصلية تأخذ الصورة التالية:

$$E_\alpha = \frac{A-4}{A} Q \quad \text{(9.23)}$$

نلاحظ من هذه المعادلة أنه عندما A تكون كبيرة (أكبر من 210) كما هو الحال في جميع الأنوية التي تساوي بالتقريب طاقة الانحلال أي Q. فمثلًا في حالة $^{222}_{85}Rn$ فإن $Q = 5.587MeV$ بينما $E_\alpha = 5.486MeV$. إذًا الأنوية الثقيلة تقلل من حجمها عن طريق انبعاث جسيم ألفا، ولكن السؤال المتبقي هو كيف يمكن لجسيم ألفا أن ينفد من النواة. شكل (9.14) يوضح رسم لطاقة الوضع U لجسيم ألفا كدالة في المسافة r ابتداء من مركز النواة الثقيلة. في هذا الشكل نلاحظ أن ارتفاع حائل الجهد يساوي $25MeV$ وهو عبارة عن مقدار الشغل الذي يجب عمله ضد قوة التنافر الكهربية لإحضار جسيم ألفا من لانهاية إلى موضع قريب من النواة ولكن خارج مدى قوة التجاذب. وبذلك يمكن اعتبار جسيم ألفا في هذه النواة كأنها موجودة داخل صندوق ارتفاع جدرانه 25MeV، ولكن كما ذكرنا إن معدل طاقة اضمحلال جسيم ألفا يقع ما بين 4 و 9MeV حيث يعتمد على نوع النواة المسئولة على هذا الاضمحلال.



شكل (9.14)

طاقة الجهد لجسيم ألفا كدالة في المسافة من مركز النواة

رغم أن اضمحلال جسيم ألفا لا يمكن تفسيره كلاسيكيًا، فإن ميكانيكا الكم لديها الإجابة الصريحة لذلك.

في الحقيقة لقد تم تطوير نظرية اضمحلال جسيم ألفا في سنة 1928 عن طريق كل من قامو Gamow قرني Gurny وكوندن Condon (ولكن كل على حدة). فيما يلي سوف نعالج ببساطة مسألة نفاذ جسيم ألفا من النواة والي سوف تتفق مع النتائج التجريبية.

- **الانطباعات الأساسية لهذه النظرية:**

1. جسيم ألفا يمكن أن يوجد داخل الأنوية الثقيلة.
2. يكون جسيم ألفا في حركة ثابتة ويكبح داخل النواة بواسطة جهد الحائل.
3. هناك احتمالية بسيطة أن الجسيم سوف يمر عبر الحائل (رغم ارتفاعه) كلما حدث تصادم.

حسب الافتراض الأخير فإن احتمالية الاضمحلال لوحدة الزمن (λ) تأخذ الصورة التالية:

$$\lambda = \upsilon T \qquad (9.24)$$

حيث υ هو عدد المرات في الثانية التي يتم فيها تصادم ألفا بالجدار داخل النواة، وT احتمالية أن جسيم ألفا يمكن أن يمر خلال الحائل.

نفرض الآن إنه عند لحظة يمكن أن يتواجد جسيم واحد لألفا داخل النواة بحيث يتحرك إلى الأمام والخلف على قطر النواة، فإن تردد الاصطدام collision frequency هي:

$$\upsilon = \frac{v}{2R_0} \qquad (9.25)$$

حيث v هي سرعة جسيم ألفا عند مغادرته للنواة و R_0 هو نصف قطر النواة. إن القيم المتداولة بالتقريب في هذا الخصوص هي v تساوي $12\times10^7 m/s$ و R_0 تساوي 10^{-14}، وبذلك فإن التردد:

$$\upsilon = 10^{21} s^{-1}$$

أي أن جسيم ألفا سوف يصطدم بالجدار مرة في الثانية، ولكن يمكن أن ينتظر داخل النواة 10^{10} سنة حتى ينفذ!

بما أن ارتفاع جهد الحائل U أكبر من طاقة الحركة E، فإن احتمالية النفاذ T تساوي صفر من ناحية كلاسيكية. أما من نظرة ميكانيكا الكم فإن ألفا جسيم عبارة عن موجة، ونتيجة لذلك فإن احتمالية النفاذ T واردة رغم أنها صغيرة. هناك وجه التشابه بين تلك الحالة وسقوط موجات الضوء على سطح عاكس، فرغم أن السطح العاكس للمرآة يمكن أن يكون مثاليًا، مع ذلك فإن الضوء سوف ينفذ من السطح بحيث تقل سعته آسيًا قبل أن يعكس اتجاهه.

- **نظرية اضمحلال جسيم ألفا Theory of Alpha Decay**

لقد ناقشنا في الباب الخامس الجزء (5.10) تأثير التنفيق، والذي تم فيه افتراض شعاع من الجسيمات ذات طاقة حركة E يسقط على حائل جهد مستطيل ارتفاعه U بحيث $(U > E)$، واستنتجنا بأن معامل النفاذ T يأخذ الصورة التالية:

$$T \approx e^{-2KL} \qquad (9.26)$$

حيث $K = \frac{\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar}$

و L هو عرض الحائل. تم اشتقاق معادلة (9.26) في حالة الحائل المستطيل، بينما جسيم ألفا داخل النواة يعاني من جهد متغير في الارتفاع كما هو موضح في شكل (9.14). والآن دعنا نحاول ملائمة معادلة (9.26) لحالة جسيم ألفا داخل النواة. إن أول خطوة يمكن القيام بها هي إعادة كتابة معادلة (9.26) على الصورة التالية:

$$\ln T = -2KL \qquad (9.27)$$

تم إعادة كتابتها في صيغة معادلة تكاملية:

$$\ln T = -2\int_{0}^{l} K(x)dx = -2\int_{R_0}^{R} K(x)dx \qquad (9.28)$$

حيث R_0 هو نصف قطر النواة، R المسافة من المركز الذي عنده U=E. طاقة الحركة E أكبر من طاقة الوضع U عندما $x > R$، وبذلك إذا استطاع الجسيم R، فإن جسيم ألفا سوف ينفذ نفاذًا دائمًا من النواة.

يمكن التعبير عن طاقة الوضع لجسيم ألفا عند مسافة x من مركز النواة ذات الشحنة Ze هو:

$$U(x) = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 x}$$

في هذه الحالة Ze هي شحنة النواة ناقص شحنة جسيم ألفا e2، أي أن z هو العدد الذري للنواة الوليدة، وبذلك:

$$K = \frac{\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar} = (\frac{2m}{\hbar^2})^{1/2}(\frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 x} - E)^{1/2}$$

عندما $x = R$ فإن $U = E$ وبذلك:

$$E = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 R} \quad \text{(9.29)}$$

أي يمكن كتابة K في الصورة التالية:

$$K = (\frac{2mE}{\hbar^2})^{1/2}(\frac{R}{x} - 1)^{1/2}$$

وبذلك فإن:

$$\ln T = -2\int_{R_0}^{R} K(x)dx$$

$$= -2(\frac{2mE}{\hbar^2})^{1/2}\int_{R_0}^{R}(\frac{R}{x} - 1)^{1/2}dx \quad \text{(9.30)}$$

$$= -2(\frac{2mE}{\hbar^2})^{1/2} R[\cos-1(\frac{R_0}{R})^{1/2}(1 - \frac{R_0}{R})^{1/2}]$$

بما أن جهد الحائل واسعًا نسبيًا أي $R >> R_0$ ، و

$$\cos^{-1}(\frac{R_0}{R})^{1/2} = \frac{\pi}{2} - (\frac{R_0}{R})^{1/2}$$

$$(1-\frac{R_0}{R})^{1/2} \approx 1$$

وبذلك:

$$\ln T = -2(\frac{2mE}{\hbar^2})^{1/2} \; R[\frac{\pi}{2} - 2(\frac{R_0}{R})^{1/2}]$$

وباستخدام معادلة (9.29) $R = \frac{2Ze^2}{2\pi\varepsilon_0 E}$ نحصل على:

$$\ln T = \frac{4e}{\hbar}(\frac{m}{\pi\varepsilon_0})^{1/2} \; Z^{1/2} R_0^{1/2} - \frac{e^2}{\hbar\varepsilon_0}(\frac{m}{2})^{1/2} E^{-1/2} \quad \text{..................} \quad \textbf{(9.31)}$$

وبحساب قيم الثوابت في المعادلة السابقة فإن:

$$\ln T = 2.97 Z^{1/2} R_0^{1/2} - 3.95 Z E^{-1/2} \quad \text{................................} \quad \textbf{(9.32)}$$

من معادلة (9.24)، ومعادلة (9.25)، فإن ثابت الاضمحلال λ:

$$\lambda = \upsilon T = \frac{v}{2R_0} T$$

بأخذ اللوغارتم الطبيعي للجانبين، وبالتعويض عن معامل النفاذية T.

$$\ln \lambda = \ln(\frac{v}{2R_0}) + 2.97 Z^{1/2} R_0^{1/2} - 3.95 Z E^{-1/2} \quad \text{......................} \quad \textbf{(9.33)}$$

لكتابة المعادلة السابقة بدلالة اللوغاريتم للأساس عشرة نلاحظ الآتي:

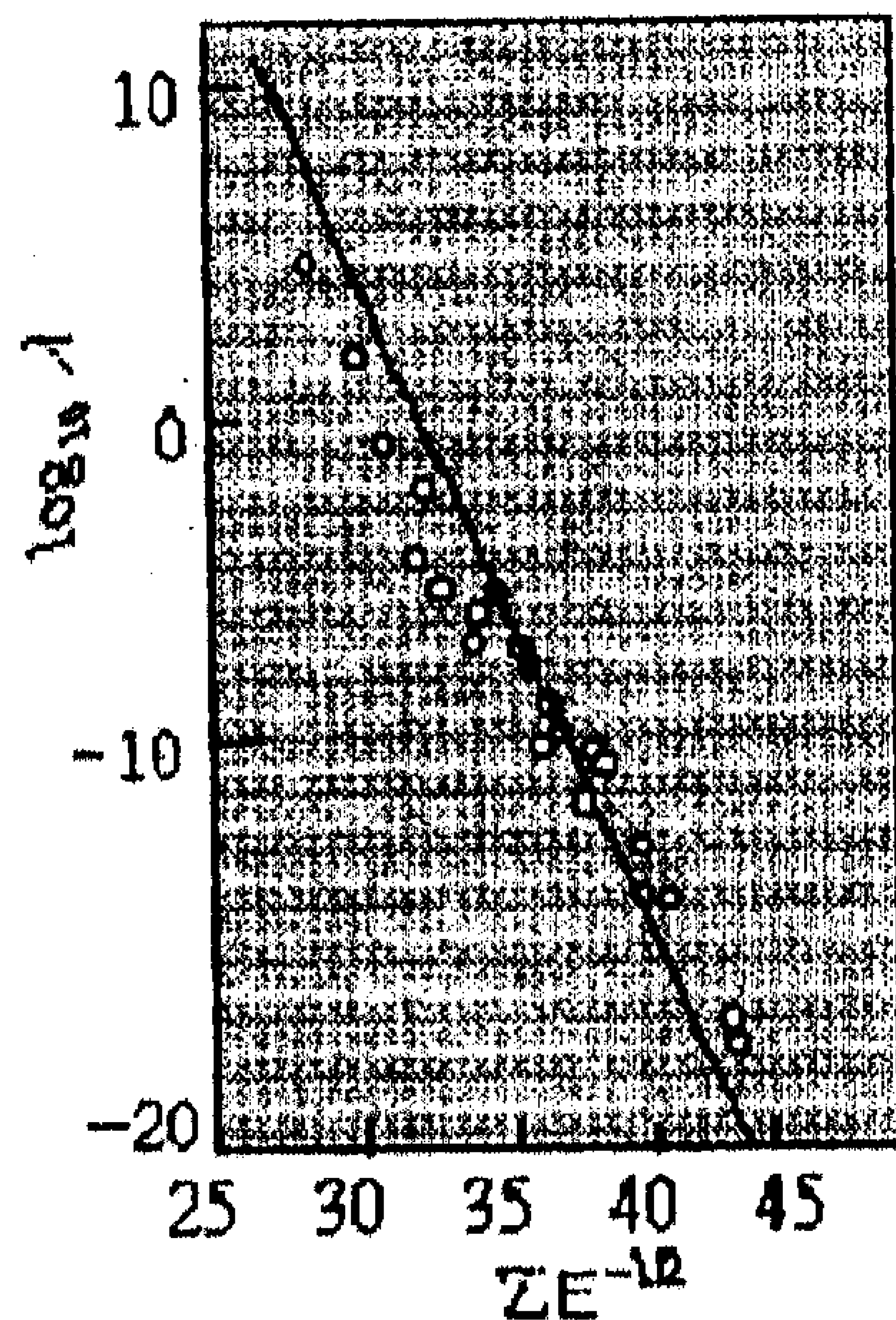
$$\ln A = \frac{\log_{10} A}{\log_{10} e} = \frac{\log_{10} A}{0.4333}$$

وبذلك:

$$\log_{10}\lambda = \log_{10}(\frac{v}{2R_0}) + 0.4343(2.97Z^{1/2}R_0^{1/2} - 3.95ZE^{-1/2})$$
$$= \log_{10}(\frac{v}{2R_0}) + 1.29Z^{1/2}R_0^{1/2} - 1.72ZE^{-1/2} \quad \ldots \quad (9.34)$$

شكل (**9.15**) يوضح العلاقة بين $\log_{10}\lambda$ و $ZE^{-1/2}$ لعدد من نويات ألفا الإشعاعية. وإن ميل الخط المستقيم المطابق لنتائج التجريبية (النقاط) هو -1.72. يمكن استعمال موضع الخط المستقيم لإيجاد نصف قطر النواة R_0.

حيث تتفق هذه النتائج مع تجارب الاستطارة النووية. أي تعتبر هذه طريقة مستقلة لحساب حجم النواة.

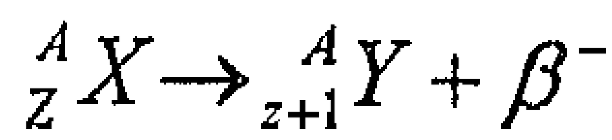


شكل (9.15)

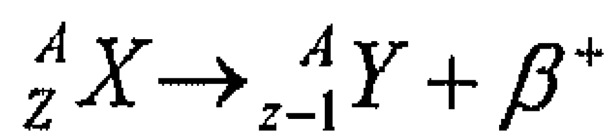
التحقق التجريبي لنظرية اضمحلال ألفا

• **اضمحلال بيتا Beta Decay**

مثل ما لاحظنا عند اضمحلال ألفا، عن طريق اضمحلال بيتا فإن النواة تغير من تركيبتها لكي تصل إلى الحالة الأكثر استقرارًا. وكما هو الحال عند اضمحلال ألفا. فإن أول نظرة إلى اضمحلال بيتا سوف تنتابنا الحيرة حول انبعاث الإلكترون من النواة. ولكن كما شاهدنا في بداية هذا الباب إنه من المستحيل أن يتواجد الإلكترون داخل النواة. من المعروف أنه عند اضمحلال بيتا، فإن النواة الوليدة سوف يكون لديها نفس عدد النويات (النيوترونات، والبروتونات) مثل نواة الأم، ولكن عدد الشحنة يتغير بمقدار الوحدة. لقد سبق وأن مثلنا اضمحلال بيتا عن طريق الرموز كالآتي:



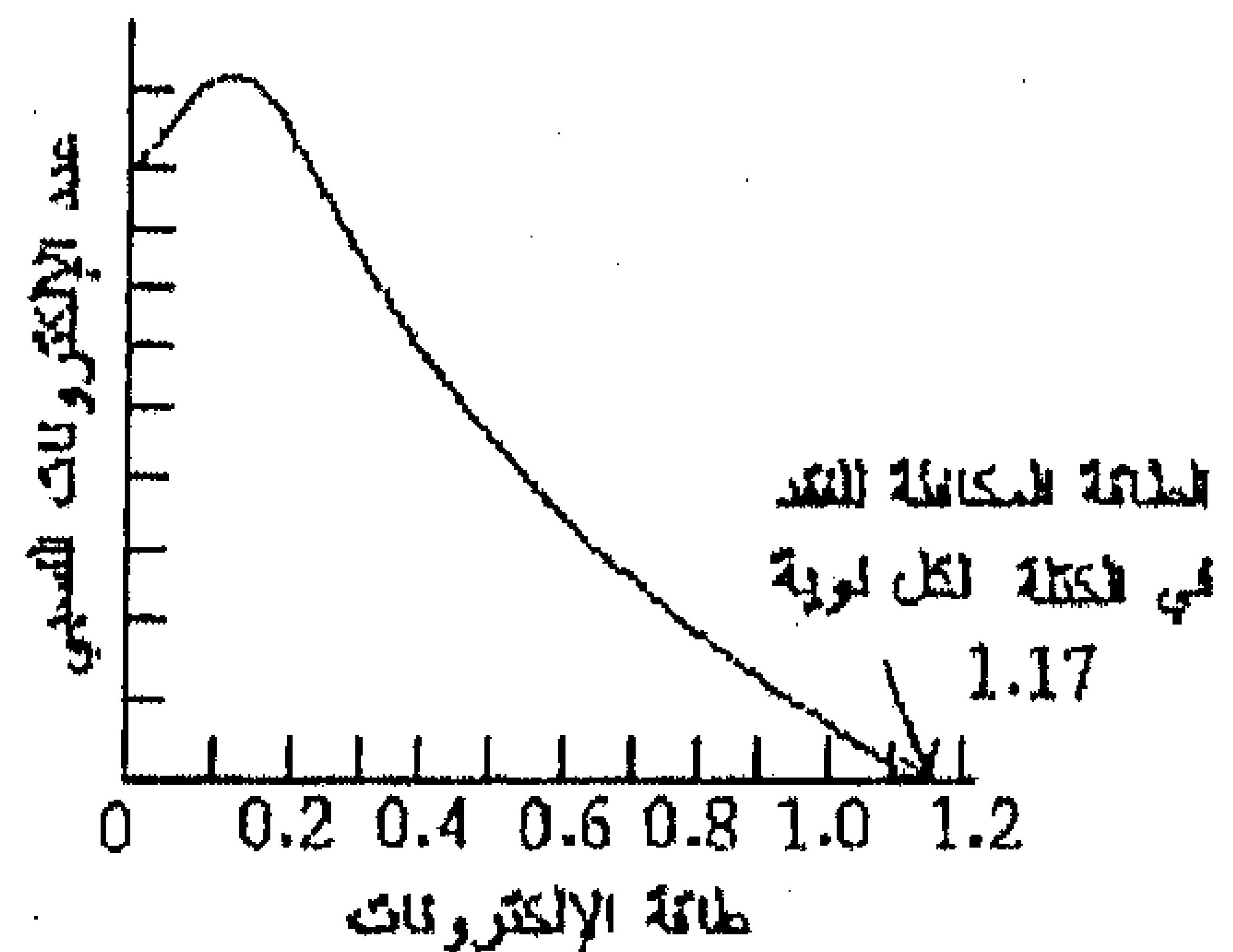
$${}_{Z}^{A}X \rightarrow {}_{z+1}^{A}Y + \beta^{-}$$



$${}_{Z}^{A}X \rightarrow {}_{z-1}^{A}Y + \beta^{+}$$

نلاحظ من هذه المعادلات الآتي أولًا في كلا الحالتين عدد النويات وكذلك الشحنة الكلية محافظة، ثانيًا أثناء اضمحلال بيتا يتم تحول ذاتي لنيوترون النواة إلى بروتون وإلكترون، $n \rightarrow p + \beta^{-}$

وبذلك قد تم التغلب على الصعوبة الأولى بافتراض أن الإلكترون يغادر النواة مباشرة بعد خلقه. أما الصعوبة الثانية والأكثر جدية وهي مخالفة مبدأ كل من الطاقة، وكمية الحركة الخطى والزاوي وذلك عند اضمحلال بيتا.



شكل (9.16)

يوضح طيف الطاقة للإلكترونات الناتجة من اضمحلال ${}_{83}^{210}\beta$ (MeV)

لقد لوحظ أن طاقة الإلكترون في حالة اضمحلال بيتا تتغير باستمرار من الصفر إلى أعلى قيمة لها $K_{\max}$ حسب النواة المسئولة عن ذلك. شكل (9.16) يوضح هذا في حالة $^{210}_{83}\beta$، حيث $K_{\max} = 1.17MeV$، وأقصى طاقة يحملها الإلكترون:

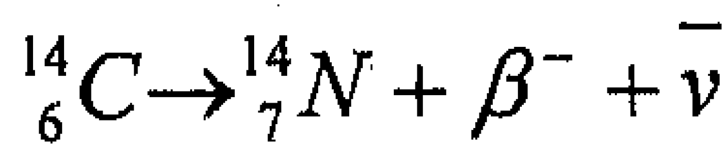
$$E_{\max} = m_0c^2 + K_{\max}$$

المنبعث تساوي الطاقة المكافئة للفرق في الكتلة بين نواة الأم والنواة الوليدة. ولكن من النادر أن تكون طاقة الإلكترون المنبعث تساوي $K_{\max}$، حيث كان من المتوقع في أحد الأوقات أن الطاقة الناقصة قد يتم فقدها أثناء التصادم بين الإلكترون المنبعث والإلكترونات الذرية المحاطة بالنواة. ولكن أحدى التجارب التي أجريت في سنة 1927 وضحت خطأ هذا الافتراض. وضع في هذه التجربة عينة من أنوية بيتا المشعة في مسعر وتم قياس الحرارة المنطلقة بعد عدد من الاضمحلال. ثم قسمت كمية الحرارة المنطلقة على عدد الاضمحلال لنتحصل على متوسط طاقة الاضمحلال الواحد. وقد وجد أنه في حالة $^{210}_{83}\beta$ إن متوسط طاقة الاضمحلال هي $0.35MeV$ والتي تكون قريبة من متوسط الطيف $0.39MeV$ شكل (9.16). ولكن بعيدة عن قيمة $K_{\max}$ والتي تساوي $1.17MeV$. نستنتج من ذلك أن الطيف المستمر الذي تمت ملاحظته يمثل بالفعل توزيع الطاقة للإلكترونات المنبعثة من نواة بيتا المشعة. كما أشرنا سابقًا إن الصعوبة الثانية وهي أن كمية الحركة الخطي والزاوي غير محافظة أثناء اضمحلال بيتا. يمكن ملاحظة اتجاه الإلكترون المنبعث والنواة المرتدة أثناء اضمحلال بيتا لصنف من الأنوية، حيث وجد بالفعل أنه في جميع الأحوال أن الاتجاهين غير متضادين كليًا كما يتطلب قانون بقاء كمية الحركة. أما بخصوص عدم صلاحية كمية الحركة الزاوي والذي يتبع البرم لكل من الإلكترون والبروتون والنيوترون، يمكن التحقق منه من خلال معادلة اضمحلال بيتا:

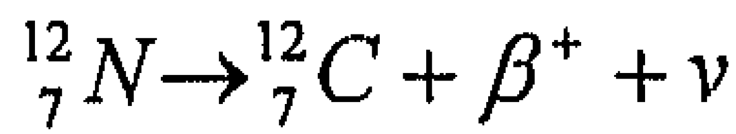
$$n \to p + \beta^-$$

بما أن قيمة البرم Spin لكل الجسيمات الداخلة في هذا التفاعل تساوي 1/2، فإن هذا التفاعل سوف لن يتم إذا كان البرم (ومن ثم العزم الزاوي) غير محافظًا.

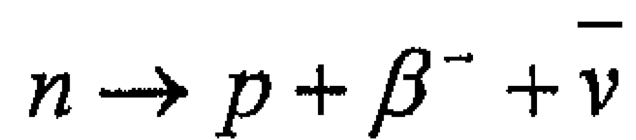
.بعد جهد مضنٍ عن طريق الدراسات النظرية والتجريبية. اقترح باولي سنة 1930 ضرورة وجود جسيم آخر لكي يعوض النقص في كمية الطاقة وكمية الحركة بنوعيهما، على أن هذا الجسم ألا يحمل شحنة وكتلته الساكنة إما أن تكون صغيرة أو تساوي صفر، ومقدار البرم لهذا الجسيم يجب أن يساوي 1/2، وبهذا أمكن التغلب على الصعوبة الأخيرة. وقد أطلق فرمي Fermi على هذا الجسيم اسم النترينو (أي بمعنى المتعادل الصغير). رغم أنه مرت عدة سنوات قبل اكتشافه، ولكن في سنة 1956 تم اكتشاف النترينو تجريبيًا. وجد فيما بعد نوعان من النيوترينو وهما النترينو نفسه ويرمز له ν، وضديد انترينو ويرمز له $\bar{\nu}$. الآن نعيد كتابة عمليات اضمحلال بيتا في صورتها الصحيحة.



$${}^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + \beta^- + \bar{\nu}$$



$${}^{12}_{7}N \rightarrow {}^{12}_{7}C + \beta^+ + \nu$$



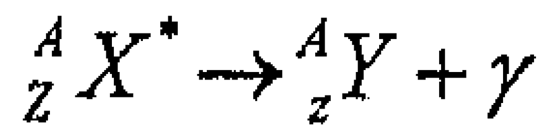
$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$$

نستطيع أن نقول ينبعث النترينو في حالة اضمحلال البزترون، وضديد النترينو في حالة اضمحلال الإلكترون.

- **اضمحلال جاما Gama Decay**

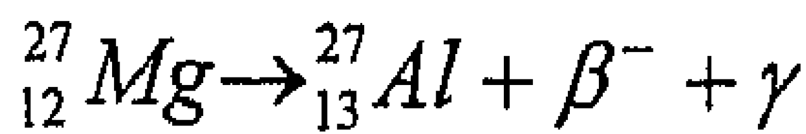
يمكن أن تتواجد النواة في الحالات المقيدة والتي طاقتها أكبر من طاقة الحالة الدنيا، كما هو الحال في الحالة الذرية. ومن تم ترجع النواة المتهيجة إلى الحالة الدنيا عن طريق انبعاث فوتونات بطاقات تعادل الفرق في الطاقة بين الحالة البدائية والحالة النهائية، وتعرف هذه الفوتونات بأشعة جاما gamma-rays ولها طاقة عالية

تصل ما بين ($1MeV$ إلى $1GeV$) مقارنة بالضوء المنظور ($1eV$) يمكن تمثيل اضمحلال جاما كالآتي:

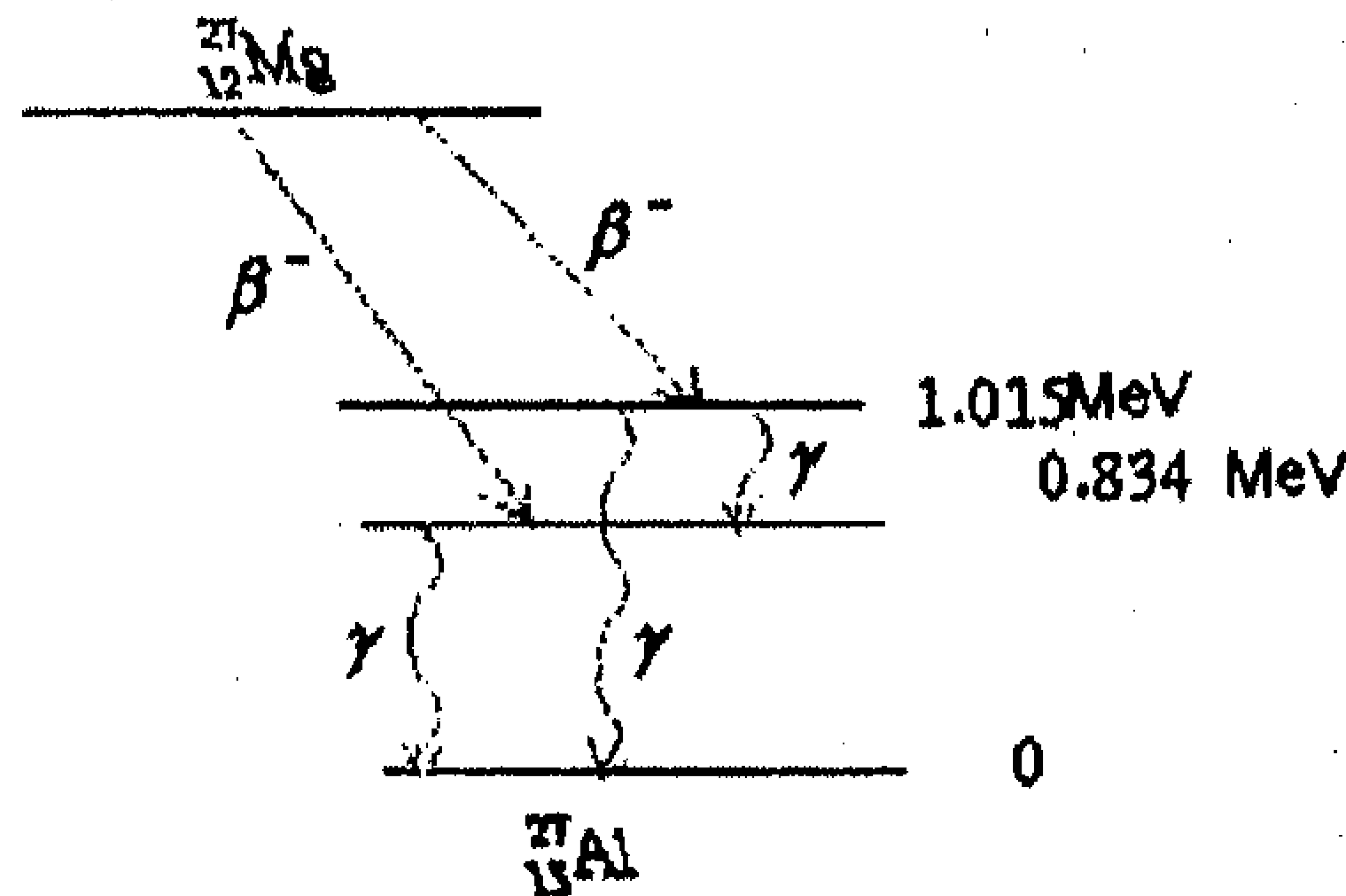


$${}^{A}_{Z}X^{*} \rightarrow {}^{A}_{z}Y + \gamma$$

حيث X^{*} يشير إلى أن النواة في حالة تهيج. شكل (9.17) يوضح أحد الأمثلة البسيطة للعلاقة بين مستويات الطاقة ورسم الاضمحلال، وفيه يتم توضيح اضمحلال بيتا ${}^{27}_{12}Mg$ إلى ${}^{27}_{13}Al$. فالعمر النصفي لهذا الانحلال يساوي 9.5 دقيقة، ويمكن أن يحدث إلى واحد من حالات التهيج بالنسبة ${}^{27}_{13}Al$. والنواة الناتجة ${}^{27}_{13}Al^{*}$ يحدث لها اضمحلال أو أثنان لجاما لتصل إلى الحالة الدنيا:



$${}^{27}_{12}Mg \rightarrow {}^{27}_{13}Al + \beta^{-} + \gamma$$

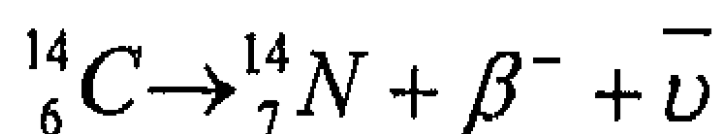


شكل (9.17)

انبعاث كل من بيتا وجاما عند اضمحلال ${}^{27}_{12}Mg$ إلى ${}^{27}_{13}Al$

- **تحديد العمر باستخدام الكربون Carbon Dating**

لتحديد عمر العينات العضوية يستخدم اضمحلال بيتا ${}^{14}C$ وذلك حسب المعادلة التالية:



$${}^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + \beta^{-} + \bar{\upsilon}$$

حيث تسبب الأشعة الكونية في الغلاف الجوي العلوي تفاعلات نووية ينتج عنها ^{14}C. في الحقيقة إن وفرة النظير ^{14}C على ^{12}C تكون ثابتة في جزيئات ثاني أكسيد الكربون في الغلاف الجوي ومقدارها 1.3×10^{-12}. فكل الكائنات الحية لديها نفس نسبة ^{14}C إلى ^{12}C وذلك لأنها باستمرار تتبادل ثاني أكسيد الكربون من محيطها. وعند موت الكائن الحي فإنه يتوقف عن امتصاص ^{14}C من الجو، وبدلك فإن نسبة ^{14}C إلى ^{12}C تقل نتيجة لاضمحلال بيتا في ^{14}C، ولهذا يمكن قياس عمر المادة بقياس نشاطها لوحدة الكتلة نتيجة اضمحلال بيتا في ^{14}C. باستخدام تقدير العمر عن طريق الكربون لعينات من الخشب، والفحم الحجري، والعظام، والحفريات، فقد قدر بأنها عاشت من 1000 إلى 25000 سنة مضت. إن مثل هذه المعلومات ساعدت العلماء في إعادة بناء تاريخ الكائنات الحية ومنها الإنسان على امتداد هذا الزمن.

كأحد الأمثلة المشوقة على ذلك هو تحديد عمر مجموعة من الدرج (ورق) التي وجدت في البحر الميت. لقد تم اكتشاف هذه المخطوطات أولًا عن طريق بعض الرعاة في سنة 1947. ودلت ترجمة هذه المخطوطات على إنها وثائق دينية، ونظرًا لأهميتها التاريخية والدينية فإن العلماء أرادوا معرفة عمرها. استخدمت طريقة الكربون على بعض الشظايا من الوثائق وعلى المواد الملفوفة فيها لتحديد عمرها، حيث قدر بالتقريب 1950 سنة.

مثال (9.16):

كتلة من الفحم الحجري كتلتها 25g، وجدت في بعض الآثار لمدينة قديمة. إذا كان نشاط الكربون ^{14}C في هذه العينة هو 250decays/min، متى الزمن التي ماتت فيه هذه الشجرة والتي تكونت منها قطعة الفحم الحجري؟

الحل:

أولًا: نحسب ثابت الاضمحلال بالنسبة للكربون ^{14}C والذي عمره النصفي 5730 سنة.

$$\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}} = \frac{0.0693}{(5730y)(3.16\times10^{7}s/y)}$$
$$= 3.83\times10^{-12}s^{-1}$$

يمكن حساب عدد أنوية الكربون ^{14}C في خطوتين في كتلة من الكربون قدرها 25g.

$$N(^{12}C) = \frac{6.02\times10^{23}nuclei/mol}{12g/mol}(25g)$$
$$= 1.25\times10^{24}nuclei$$

بافتراض أن نسبة ^{14}C إلى ^{12}C هي 1.3×10^{-12} فإن عدد الأنوية ^{14}C في الكتلة 25g قبل الاضمحلال هي:

$$N_0(^{14}C) = (1.3\times10^{-12})(1.6\times10^{24})$$
$$= 1.63\times10^{12}\ nuclei$$

وبذلك فإن النشاط المبدئي لهذه العينة هو:

$$R_0 = N_0\,\lambda$$
$$= (1.63\times10^{12}nuclei)(3.83\times10^{-12}s^{-1})$$
$$= 625decays/s = 375decays/\min$$

والآن نحسب عمر قطعة فحم الحجر باستخدام معادلة (9.16) والتي تنسب النشاط R عند زمن t لنشاط المبدئي R_0.

$$R = R_0e^{-\lambda t}$$

$$e^{-\lambda t} = \frac{R}{R_0}$$

بما أن $R = 250decays/\min$، وقد وجدنا $R_0 = 375decays/\min$ وبأخذ اللوغاريتم الطبيعي لكلا الجانبين نحصل على:

$$-\lambda t = \ln(\frac{R}{R_0}) = \ln(\frac{250}{375}) = -0.405$$

$$t = \frac{0.404}{\lambda} = \frac{0.405}{3.84\times10^{-12}s^{-1}}$$

$$= 1.06\times10^{11}s = 3350years$$

في الحقيقة إن استخدام الكربون في تقدير العمر محدد بفترة لا تتعدى 50000 سنة، بينما تاريخ نشأة الأرض يصل إلى 4.5 مليار سنة، ولذلك يستخدم الجيولوجيون أنوية مشعة ذات عمر نصفي أكبر بكثير من الكربون في تقديرهم لعمر الصخور، من هذه الأنوية هي البوتاسيوم ^{40}K، والربديوم ^{87}Rb، واليورانيوم ^{238}U، والتي تم إعطاء بعض خواصها في جدول (9.3).

جدول (9.3): الطريقة الجوليوجية لتقدير العمر

الطريقة النصفي (سنة)	النواة الأم	النواة الوليدة	العمر
بوتاسيوم ـ أرجون	^{40}K	^{40}Ar	1.3×10^{9}
ريبديوم ـ سترنتيوم	^{87}Rb	^{87}Sr	4.7×10^{10}
يورانيوم ـ رصاص	^{238}U	^{206}Pb	4.5×10^{9}

إذا كان عدد ذرات أنوية الأم في العينة هي N، وعدد ذرات كل من الأم والوليدة هو N_0، فإن

أي أن:

$$N = N_0\, e^{-\lambda t}$$

$$t = \frac{1}{\lambda}\ln\frac{N_0}{N}$$

وهو ما يعرف بالعمر الجيولوجي. إن مفهوم تحديد العمر t يعتمد على طبيعة الصخور المستخدمة. فيمكن أن يشير إلى الفترة التي تم فيها تبلور الصخور، أو يمكن أن يشير على أقرب وقت الذي تم فيه تبريد الصخر أقل من درجة حرارة معينة. إن أقدم الصخر التي تم تعيين عمرها وجدت في (الأرض الخضرة) Greenland حيث يعتقد عمرها يصل إلى 3.8 مليار سنة.

- **السلسلة الإشعاعية Radioactive Series**

إن أغلب الأنوية المشعة الموجودة في الطبيعة تنتمي إلى إحدى السلاسل المشعة الأربعة، بحيث إن كل سلسلة تتكون من نواتج الوليدات المتتابعة، والتي جميعها في النهاية مشتقة من نواة الأم المفردة. أما السبب في وجود أربع سلاسل بالتحديد فهو ناتج عن الحقيقة أن اضمحلال ألفا ينقص عدد الكتلة بمقدار 4. ولذلك فإن الأنوية التي عدد كتلتها:

$$A = 4n \quad \text{.................} \quad (9.36)$$

حيث n عدد صحيح، وبذلك تحدث عملية الاضمحلال واحدة تلو الأخرى في ترتيب تنازلي في عدد الكتلة. إن الأنوية المشعة التي عدد كتلتها يتفق مع المعادلة (9.36) تعرف كأعضاء في سلسلة $4n$، أما أعضاء السلسلة $4n+1$ فإن عدد كتلتها يتحدد بالآتي:

$$A = 4n+1 \quad \text{.................} \quad (9.37)$$

أما السلسلة $4n+2$، والسلسلة $4n+3$ فهي تكتب كالآتي:

$$A = 4n+2 \quad \text{.................} \quad (9.38)$$

$$A = 4n+3 \quad \text{.................} \quad (9.39)$$

وإن أعضاء كل هذه السلاسل يمكن أن يضمحل أيضًا واحد تلو الآخر في ترتيب تنازلي في عدد الكتلة.

جدول (9.4) يعطي قائمة بأسماء السلاسل الأربعة المشعة، وأنوية الأم، والعمر النصفي لهذه الأمهات، والوليدات المستقرة التي تكون نهاية نواتج هذه السلاسل. نلاحظ من هذا الجدول أن العمر النصفي لعنصر النبتونيوم يعتبر قصير جدًا بالمقارنة

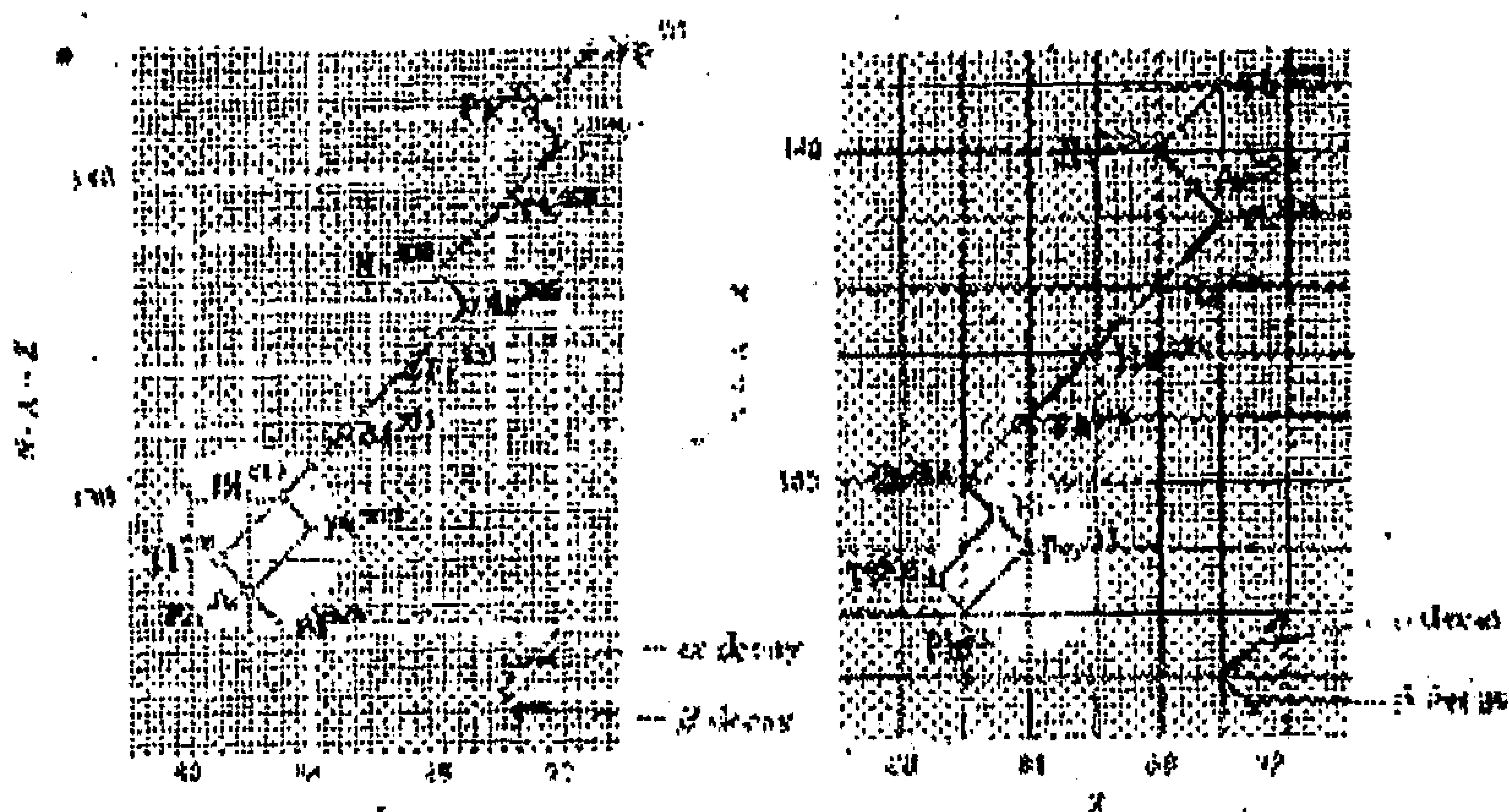
بعمر المجموعة الشمسية بحيث أن أعضاء هذه السلسلة يتعذر وجودهما على الأرض اليوم. ولكن يمكن إنتاجهما في داخل المعمل عن طريق اصطدام النيوترونات ببعض الأنوية الثقيلة شكل (9.18) (9.19). يوضح التسلسل في اضمحلال ألفا وبيتا والذي يقودنا من نواة الأم إلى الناتج الأخير المستقر لكل سلسلة.

جدول (9.4): السلاسل الإشعاعية الأربعة

العدد الكتلي الأخير المستقر	السلسلة	الأم	العمر النصفي (سنة)	الناتج
$4n$	الثريوم	$^{232}_{90}Th$	1.39×10^{10}	$^{208}_{82}Pb$
$4n+1$	النبتونيوم	$^{237}_{93}Nb$	2.25×10^{6}	$^{209}_{83}Bi$
$4n+2$	اليورانيوم	$^{238}_{92}U$	4.51×10^{9}	$^{206}_{82}Pb$
$4n+3$	اكتانيوم	$^{235}_{92}U$	7.07×10^{6}	$^{207}_{82}Pb$

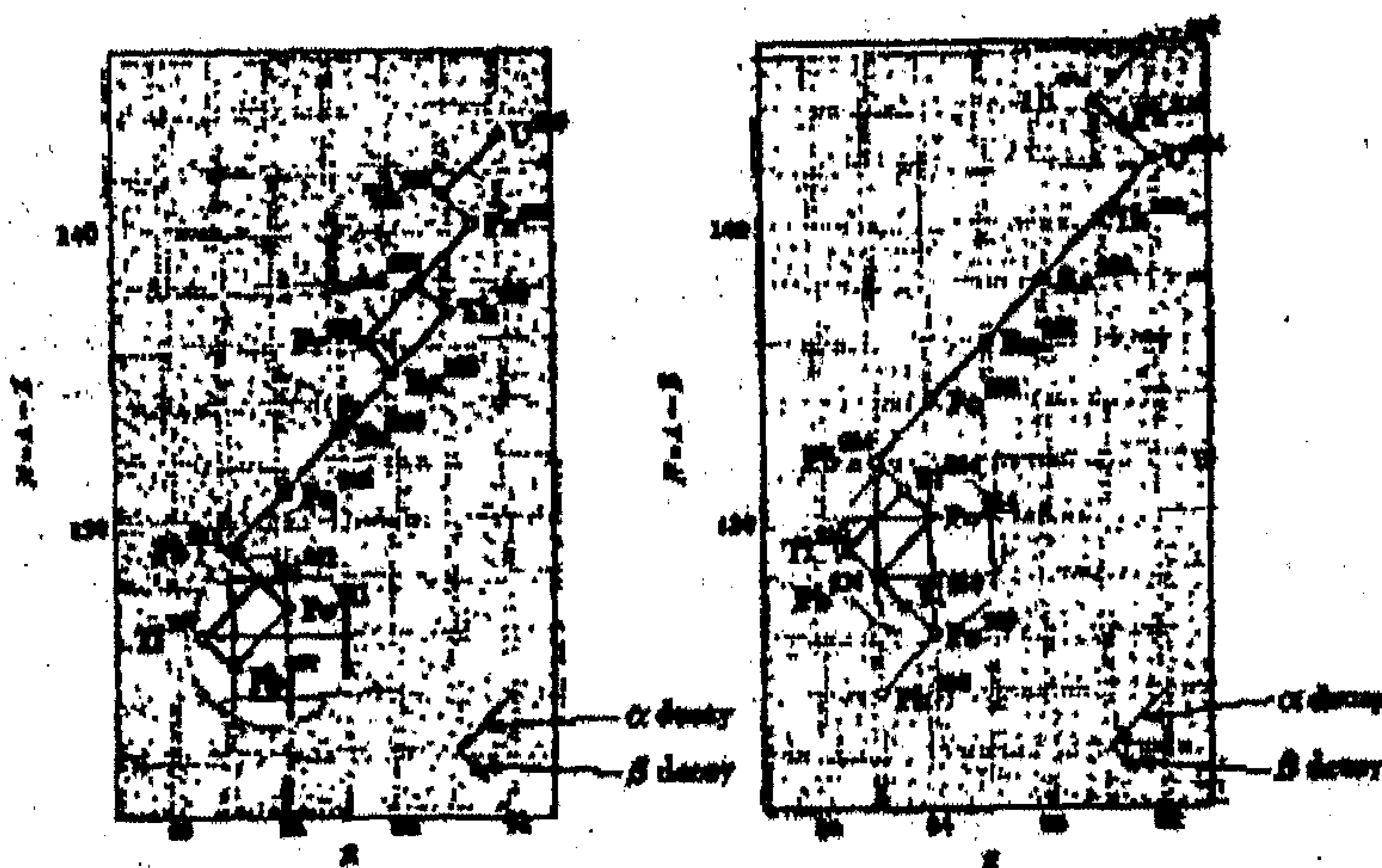
يمكن لبعض الأنوية أن تضمحل إما عن طريق انبعاث ألفا أو بيتا، وبذلك فإن سلسلة الاضمحلال، بعد ذلك ^{228}Ra يحدث له اضمحلال لأن متتاليان لبيتا إلى ^{228}Th. تستمر السلسة وأخيرًا تتفرع عند وصولها $^{212}_{83}Bi$. عند تلك النقطة هناك احتمالان للاضمحلال، حيث وجد أن فرصة اضمحلال $^{212}_{83}Bi$ عن طريق بيتا إلى ^{212}Po هي 66.3%، وعن طريق ألفا إلى ^{208}Tl هي 33.7%. نهاية هذه السلسلة هو النظير المستقر $^{208}_{82}Pb$.

إن وجود السلاسل المشعة في الطبيعة يمكن بيئتنا من التزود باستمرار بالعناصر المشعة، وإلا فقد اختفت منذ أمد بعيد. فمثلًا نعرف أن عمر المجموعة الشمسية تقريبًا 5 مليار سنة، وبذلك فإن مخزون ^{226}Ra (والذي عمره النصفي 1600 سنة فقط) يكون قد استنفد عن طريق الاضمحلال الإشعاعي منذ فترة طويلة مضت لولا وجود السلسة الإشعاعية التي تبدأ بالعنصر ^{238}U والتي نصف عمرها 4.47×10^{9} سنة.



شكل (9.18)

سلسلة اضمحلال التوريوم (A=4n) سلسلة اضمحلال النبتونيوم (A=4n+1)



شكل (9.19)

(a) سلسلة اضمحلال اليورانيوم (n+24)

(b) سلسلة اضمحلال الأكتينوم (A=4n+3)

- **أخطار الإشعاع Radiation Hazards**

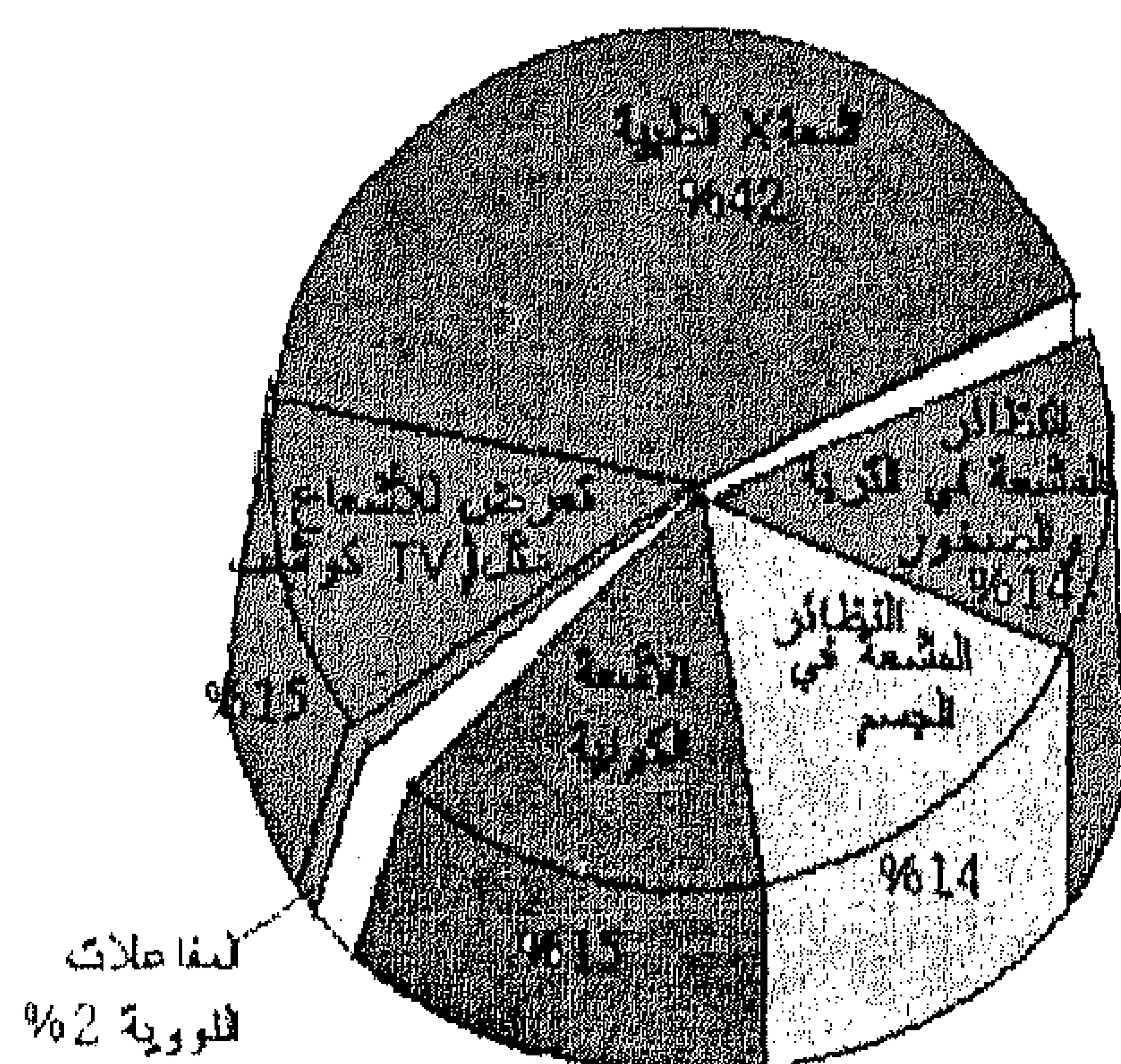
كما هو الحال عند الأشعة السنية x-rays، فإن الإشعاع المنبعث من الأنوية المشعة يكون لها القدرة على تأين الوسط الذي تمر فيه. وإن كل الأشعة المؤينة تضر الأنسجة الحية، ولكن عندما يكون الضرر بسيطًا، فإنه في الغالب تصلح الأنسجة نفسها بدون ظهور تأثيرات دائمة. من السهل إساءة تقدير أخطار الإشعاع وذلك نتيجة تأخر ظهور الأعراض والذي في بعض الأحيان يصل إلى سنوات بعد التعرض للإشعاع وظهور النتائج المترتبة عليه والتي منها أجرانا الله السرطان، واللوكيميا (ابيضاض الدم)، والتغير في الجينات والتي يمكن أن تؤدي إلى ولادة أطفال مشوهين.

إن كثيرًا من العمليات التي تعتمد على الإشعاع المؤين، تستعمل بعضها هذه الأشعة مباشرة كما هو الحال في x-rays، وأشعة جاما المستخدمة في الطب والصناعة. ولكن هناك حالات أخرى يكون الإشعاع غير مرغوب فيه ولكن لا مفر من تواجده كما هو الحال عند تشغيل المفاعلات النووية والمخلفات الناتجة عن التشغيل. وإنه ليس من السهل دائمًا تحقيق التوازن المناسب بين الأخطار والاستفادة عند استعمالنا للإشعاع. يحدث ذلك خاصة في حالة x-rays المستعملة في الطب والتي تعتبر أكبر المصادر لجرعات الإشعاعية كما هو مبين في شكل (9.20) بالنسبة للولايات المتحدة.

من الملاحظ إنه إذا أمعنا كثيرًا فإن تعرضنا لأشعة أكس مع كل أسف لا يتم نتيجة لأسباب قوية، وإنه في كثير من الأحيان أضرارها أكثر من منفعتها. وعلى نفس الصياغة فإن الروتين المتبع عند قبول المريض في المستشفى من أخذ صور بالأشعة لصدر، أو عن طريق طبيب الأسنان، وأيضًا في حالة الفحص العام. ويعتقد الآن بأن الروتين السابق لفحص سرطان الثدي باستخدام x-rays قد زاد نسبة الوفيات بالسرطان ولم يقللها.

والخطر الآخر هو استعمال x-rays للمرأة الحامل وحتى فترة قريبة كانت إحدى التشخيصات المستعملة والتي سببت في زيادة مثيرة في إصابة أطفالهم بالسرطان. بكل تأكيد هناك عدة منافع من استخدام الأشعة السينية، ولكن النقطة التي نريد أن نؤكد

عليها هو كل تعرض للأشعة يجب أن يكون له مبرراته الكافية والتي يجب أن تفوق المخاطر الناتجة عن ذلك.



شكل (9.20)

مصدر الجرعات الإشعاعية لمتوسط الشخص في الولايات المتحدة الأمريكية

إن وحد الجرعة الإشعاعية المستعملة هي سيفرت Sievert والتي تعرف بأنه الكمية الإشعاعية التي لها نفس التأثير البيولوجي مثل ذلك الناتج عن امتصاص 1 جول من أشعة x- وأشعة γ عن طريق واحد كيلو جرام من أنسجة الجسم (الوحدة القديمة المستعملة هي الرام، والتي تعادل 0.01 سيفرت). رغم أنه لا يوجد اتفاق موحد، ولكن كثير من الذين يشتغلون بالإشعاع البيولوجي يظنون بأن السرطان يبدأ في التطور عند التعرض إلى جرعات من 10 إلى 70 سيفرت. من الأشعة الطبيعية التي لا يمكن تجنبها مثل الأشعة الكونية، والمواد المشعة الموجودة في الأرض وفي الجسم نفسه والتي تسبب في حصول الشخص على معدل الجرعات بالتقريب 0.8 مليسيفرت/ السنة. وقد قدر في الولايات المتحدة بأن بعض المصادر الأخرى للإشعاع قد تضيف 1.06 مليسيفرت/ السنة وذلك نتيجة الفحوص بالأشعة السينية، والتي تساهم بالنصيب الأكبر. أما محطات الطاقة فهي المسئولة عن 0.003 ملي سيفرت/ السنة.

الملخص

• يمكن تمثيل الأصناف النووية باستخدام الرمز التالي ${}_{Z}^{A}X$، حيث A هو عدد الكتلة، والذي يساوي عدد النويات ($A = N + Z$)، و Z العدد الذري، والذي هو عبارة عن عدد البروتونات. العناصر التي لديها نفس Z ولكن تختلف في كل من A و N تعرف بالنظائر.

نصف قطر معظم الأنوية:

• بافتراض أن النواة كروية، فإن نصف قطرها يكتب بالعلاقة التالية:

$$r = r_0 A^{1/3}$$

حيث $r_0 = 1.2\, fm\ (1 fm = 10^{-15} m)$

خواص الأنوية المستقرة:

• الأنوية الخفيفة من أكثر الأنوية استقرارًا عندما يكون عدد البروتونات يساوي عدد النيوترونات. أما الأنوية الثقيلة تكون أكثر استقرارًا عندما يفوق عدد النيوترونات عدد البروتونات. بالإضافة على ذلك، أكثر الأنوية استقرارًا التي تكون فيها قيمة Z و N زوجية. والأنوية ذات الاستقرار العالي وغير عادية هي التي تكون فيها قيم Z و N تساوي 2، 8، 20، 28، 50، 82، 126 والتي تعرف بالأعداد السحرية.

طاقة الترابط لنواة:

إن الفرق في الكتلة بين النويات الحرة والنواة المركبة التي تحتوي على هذه النويات مضروبًا في مربع سرعة الضوء c^2، سوف يعطي طاقة الترابط لنواة E_b $(E_b = \Delta mc^2)$.

يمكن حساب طاقة الترابط لنواة ${}_{Z}^{A}X$ باستخدام المعادلة التالية:

$$E_b(MeV) = [Zm_H + Nm_H - M({}_{Z}^{A}X)] \times 931.50\, MeV/u$$

حيث كل الكتل هي الكتل الذرية، m_H هي كتلة ذرة الهيدروجين، m_n كتلة النيوترون.

إن استقرار الأنوية ناتج عن القوة النووية القوية بين النويات. هذه القوة ذات المدى القصير تسود قوة كولوم التنافرية عند مسافات أقل من 2 فرمي وهي بالتقريب لا تعتمد على الشحنة.

نموذج قطرة السائل:

إن نموذج قطرة السائل لتركيبة النواة يعامل كأنها جزيئات في قطرة سائل. في هذا النموذج فإن مساهمة ثلاثة عناصر الأساسية التي تؤثر على طاقة الترابط في النواة وهي التأثير الحجمي، والتأثير السطحي، وتنافر كولوم. وبجمع هذه المساهمات نحصل على علاقة طاقة الترابط الشبة تجريبية والمعطاة بالمعادلة (9.12).

نموذج الجسيم المستقل:

يفترض نموذج الجسيم المستقل أو ما يعرف بنموذج القشرة، بأن كل نوية تتحرك في مدار محدد ومكماة داخل النواة وموجودة في مجال متوسط ناتج عن النويات الأخرى، وإن استقرار أنوية معينة يمكن تفسيره عن طريق هذا النموذج.

النموذج التجميعي:

إن النموذج التجميعي لنواة يجمع بين بعض الخواص من نموذج قطرة السائل والبعض الآخر من نموذج الجسيم المستقل. وقد نال نجاح كبير في وصف عدة ظواهر نووية.

الاضمحلال الإشعاعي:

إن المواد المشعة يمكن أن يحدث لها اضمحلال عن طريق ثلاثة عمليات، وهي اضمحلال ألفا، واضمحلال بيتا، واضمحلال جاما. جسيم ألف عبارة عن نواة

الهليوم ^4He، جسيم بيتا إما عبارة عن إلكترون (β^-) أو بزترون (β^+)، أما أشعة جاما فهي فوتونات ذات طاقة عالية.

الاضمحلال الأسي:

إذا كانت المادة المشعة تحتوي على عدد N_0 من الأنوية المشعة عند زمن $t = 0$، فإن عدد الأنوية N المتبقية بعد انقضاء زمن قدره t يعطى بالمعادلة التالية:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

حيث λ هو ثابت التحلل أو التفتت.

معدل الاضمحلال:

وإن معدل الاضمحلال للمادة المشعة هو :

$$R = \left|\frac{dN}{dt}\right|$$

$$R = \left|\frac{dN}{dt}\right| = N_0 e^{-\lambda t} = R_0 e^{-\lambda t}$$

حيث $R_0 = N_0 \lambda$ هو النشاط عند زمن $t = 0$.

العمر النصفي، ومتوسط العمر:

يعرف على إنه الزمن اللازم لاضمحلال نصف عدد الأنوية المشعة، حيث :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

أما متوسط العمر فهو:

$$T_{av.} = \frac{1}{\lambda} = \frac{t_{1/2}}{0.693} 1.44 t_{1/2}$$

الوحدات الإشعاعية:

تعرف وحدة النشاط الإشعاعي بالكوري Curie حيث

$$1Ci = 3.7 \times 10^{10}\, decays/s$$

أما الوحدات العالمية لنشاط فهي البكوريل $becquerel(Bq) = 1 decay/s$

إن وحدة الجرعة الإشعاعية المستعملة هي سيفرت *sievert* والتي تعرف بأنه الكمية الإشعاعية التي لها نفس التأثير البيولوجي مثل ذلك الناتج عن امتصاص 1 جول من أشعة x- وأشعة γ عن طريق واحد كيلوجرام من أنسجة الجسم (الوحدة القديمة المستعملة هي الرام، والتي تعادل 0.01 سيفرت)

جدول (9.5): قيم Q للتفاعلات النووية

التفاعل	قيم Q المقاسة (MeV)
$^{2}H(n,\gamma)^{3}H$	6.257 ± 0.004
$^{2}H(d,p)^{3}H$	4.032 ± 0.004
$^{6}Li(p,\alpha)^{3}H$	4.016 ± 0.005
$^{6}Li(d,p)^{7}Li$	5.020 ± 0.006
$^{7}Li(p,n)^{7}Be$	-1.645 ± 0.001
$^{7}Li(p,\alpha)^{4}He$	17.337 ± 0.007
$^{9}Be(n,\gamma)^{10}Be$	6.810 ± 0.006
$^{9}Be(\gamma,n)^{8}Be$	-1.666 ± 0.002
$^{9}Be(d,p)^{10}Be$	4.585 ± 0.005
$^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$	2.132 ± 0.006
$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$	2.793 ± 0.003
$^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$	1.148 ± 0.003
$^{12}C(n,\gamma)^{13}C$	4.948 ± 0.004
$^{13}C(P,n)^{13}N$	-3.003 ± 0.002
$^{14}N(n,p)^{14}C$	0.627 ± 0.001
$^{14}N(n,\gamma)^{15}N$	10.833 ± 0.007

مسائل الباب التاسع

9.1 احسب نصف قطر **(a)** نواة الهليوم $_2^4He$، **(b)** نواة اليورانيوم $^{238}_{92}U$، **(c)** نسبة نصف قطريهما؟

9.2 كلما زاد العدد الذري لذرة، كلما زاد حجم نواتها والإلكترونات الداخلية تقترب أكثر من النواة. قارن بين نصف قطر نواة $^{238}_{92}U$ وعين نصف قطر بوهر لهذه الذرة.

9.3 يعتقد بأنه من المحتمل على أساس نموذج القشرة بأن النواة التي فيها $Z = 110$ ، $C = 294$ من الأنوية الخاصة التي تعيش لمدة طويلة. قدر نصف قطر نواتها.

9.4 برهن على أن كثافة نواة H_1^1 تساوي 10^{14} مرة أكبر من كثافتها الذرية (افرض أن نصف قطر الذرة هو عبارة عن نصف قطر بوهر)

9.5 تعرف على الأنوية المستقرة والتي تتفق مع الأعداد السحرية (Z أو N تساوي 2، 8، 20، 28، 50، 82، 126).

9.6 يظن أنه في نهاية عمر بعض النجوم تحدث لها عملية انهيار حيث يتم توحيد البروتونات والإلكترونات التابعة لها لتكون ما يعرف بالنجم النيوتروني. يمكن تخيل هذا النجم على إنه نواة ذرية عملاقة. إذا كانت كتلة هذا النجم تساوي كتلة الشمس ($M = 1.99\times10^{30}\,Kg$) وانهارت لتكون نيوترونات كتلة النيوترون ($m_n = 1.67\times10^{-27}\,Kg$)، احسب نصف قطر هذا النجم الجديد.

9.7 **(a)** استخدم معادلات الطاقة في التصادم الرأسي بين جسيم ألفا بطاقة $0.5MeV$ وأنوية الذهب (^{197}Au) في حالة استقرار لحساب أقرب مسافة. **(b)** ما هي أقل سرعة ابتدائية يجب أن يمتلكها جسيم ألفا لكي يقترب من النواة بمسافة قدرها $300\,fm$.

9.8 احسب طاقة الترابط الكلية وطاقة الترابط لنوية (طاقة الترابط الكلية مقسومًا على

عدد النويات) للأنوية التالية: (a) ^{2}H ، (b) ^{4}He ، (c) ^{12}C ، (d) ^{56}Fe ، (e) ^{202}Hg ، (f) ^{238}U .

9.9 احسب الطاقة اللازمة لنزع نيوترون من نواة $^{17}_{8}O$.

9.10 احسب أقل طاقة لازمة لنزع نيوترون من نواة $^{44}_{20}Ca$.

9.11 احسب أقل طاقة لازمة لنزع بروتون من نواة $^{21}_{10}Ne$.

9.12 احسب طاقة الترابط لنوية في حالة ^{126}Te .

9.13 أوجد الفرق في طاقة الترابط بالنسبة للأنوية المرآوية (mirror nuclei) $^{23}_{12}Mg$ ، $^{23}_{11}Na$ (المقصود بالأنوية المرآوية هي التي يكون فيها عدد النيوترونات والبروتونات متبادلين).

العنصر	الكتلة الذرية (u)	العنصر	الكتلة الذرية (u)
$^{4}_{2}H$	4.002603	$^{27}_{13}Al$	26.0981541
$^{7}_{3}Li$	7.016004	$^{30}_{15}P$	29.978310
$^{9}_{4}Be$	9.012182	$^{40}_{20}Ca$	39.962591
$^{10}_{5}B$	10.012938	$^{42}_{20}Ca$	41.95863
$^{12}_{6}C$	12.000000	$^{43}_{20}Ca$	42.958770
$^{13}_{6}C$	13.003355	$^{56}_{26}Fe$	55.934939
$^{14}_{7}N$	14.003074	$^{64}_{30}Zn$	63.929145
$^{15}_{7}N$	15.000109	$^{64}_{30}Cu$	63.929599
$^{15}_{8}O$	15.003065	$^{93}_{41}Nb$	92.906378
$^{17}_{8}O$	16.999131	$^{197}_{79}Au$	196.966560
$^{18}_{8}O$	17.999159	$^{202}_{80}Hg$	201.970632
$^{18}_{9}F$	18.000973	$^{216}_{84}Po$	216.001790

9.14 الكتلة الذرية لنواة $^{60}_{28}Ni$ هي $59.931\,u$ (**a**) احسب كتلتها النووية (**b**) احسب طاقة الترابط لنوية. هل النواة مرتبطة ارتباط محكم، أو ارتباط غير محكم؟

9.15 طاقة الترابط بالنسبة لنواة $^{20}_{10}Ne$ هي $160.64\,MeV$. أوجد كتلته الذرية.

9.16 باستخدام منحنى الطاقة، قدر كمية الطاقة المحررة عند انفصال نواة عددها الكتلي 200 إلى نواتين العدد الكتلي لكل منهما يساوي 100؟

9.17 (**a**) استخدم معادلة (9.12) لحساب طاقة الترابط بالنسبة لنواة $^{56}_{26}Fe$.

(**b**) ما هي نسبة مساهمة كل حد في هذه المعادلة بالنسبة لطاقة الترابط.

9.18 استخدم نموذج قطرة السائل لتعين أي من الأنوية المرآوية $^{127}_{53}I$، $^{127}_{52}Te$ يضمحل إلى الآخر. ما هو نوع الاضمحلال؟

9.19 النموذج المبسط لديوترون يتكون من نيوترون وبروتون في جهد بئر مربع نصف قطره $2\,fm$ وعمقه $35MeV$. هل هذا النموذج يتفق مع مبدأ الريبة؟

9.20 عينة من مادة مشعة تحتوي على 10^{15} ذرة ونشاطها الإشعاعي يساوي $6.0\times10^{11}\,Bq$. ما هو العمر النصفي لهذه المادة؟

9.21 إذا كان نظير الصديوم المستقر هو ^{23}Na. ما هو نوع النشاط الإشعاعي المتوقع لكل من (**a**) ^{22}Na، (**b**) ^{24}Na.

9.22 إذا كان معدل العد لعنصر مشع هو $800\,counts/s$ عند زمن $t=0$. وبعد عشرة دقائق أصبح معدل العد يساوي $1000\,counts/s$. (**a**) ما هو العنصر النصفي للعنصر (**b**) ما هو ثابت الانحلال λ. (**c**) ما هو معدل العد بعد دقيقة.

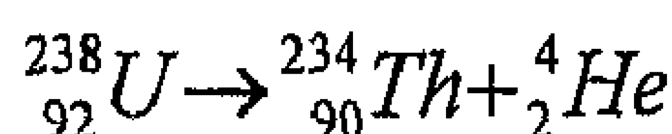
9.23 ابتداءً بالمعادلة (9.16) اشتق المعادلات المهمة التالية وهي ثابت الانحلال والعمر النصفي: $\lambda=\frac{1}{t}\ln(\frac{R_0}{R})$ $T_{1/2}=\frac{(\ln 2)t}{\ln(R_0/R)}$

9.24 استخدم نتائج المسألة السابقة لحساب ثابت الانحلال والعمر النصفي إذا كان معدل العد هو $1000\ counts/s$ عند زمن $t=0$ و$800\ counts/s$ بعد زمن قدره دقيقة واحدة.

9.25 نظير مشع ^{198}Au عمره النصفي 64.8 ساعة. عينة تحتوي على هذا العنصر المشع نشاطها الإشعاعي عند $t=0$ هو $40\mu Ci$. احسب عدد الأنوية التي سوف تضمحل في الفترة الزمنية ما بين $t_1=10h$، و $t_2=12h$.

9.26 إذا كانت النسبة الذرية في عينة معدنية بين نظيري اليورانيوم ^{234}U، ^{238}U هي 1.8×10^4 العمر النصفي بالنسبة ^{234}U يساوي $2.5\times10^5 y$. احسب العمر النصفي بالنسبة ^{238}U.

9.27 احسب الطاقة المحررة في حالة اضمحلال ألفا لعنصر اليورانيوم $^{238}_{92}U$. استخدم جدول (9.6) للحصول على الكتل الذرية.



$$^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He$$

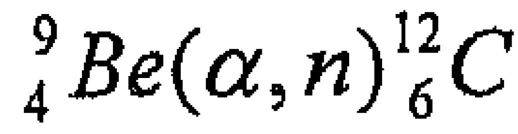
9.28 احسب الطاقة المحررة عند اضمحلال ألفا في العنصر ^{210}Po.

9.29 نواة عنصر ^{239}Pu موجود في حالة سكون يحدث لها اضمحلال ألفا، مخلفةً نواة ^{235}U في الحالة الدنيا. احسب طاقة حركة جسيم ألفا.

9.30 باستخدام معادلة (9.23) أحسب طاقة الحركة لجسيم ألفا المنبعث من اضمحلال $^{222}_{86}Rn$.

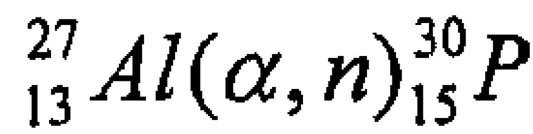
9.31 احسب أقصى طاقة للإلكترونات المنبعث أثناء اضمحلال بيتا من العنصر $^{12}_{5}B$.

9.32 التفاعل التالي لوحظ لأول مرة سنة 1930، والذي قاد إلى اكتشاف النيوترون عن طريق شادويك:


$^{9}_{4}Be(\alpha,n)^{12}_{6}C$

احسب الكمية Q لهذا التفاعل؟

9.33 التفاعل التالي كان أول تفاعل تم التعرف عليه (أنجز سنة 1934) والذي ينتج عنه نواة مشعة

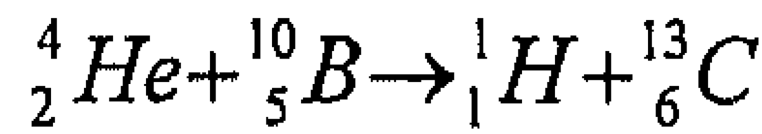

$^{27}_{13}Al(\alpha,n)^{30}_{15}P$

احسب الكمية Q لهذا التفاعل.

9.34 برهن على أن التفاعلات العكسية التالية لديها نفس القيمة المطلقة للكمية Q،


$^{10}_{5}B(\alpha,n)^{13}_{6}C \qquad ^{13}_{6}C(p,\alpha)^{10}_{5}B$

9.35 نفرض التفاعل التالي:


$^{4}_{2}He+^{10}_{5}B\rightarrow^{1}_{1}H+^{13}_{6}C$

وإن $Q=+4.0MeV$ وطاقة جسيم ألفا $2=MeV$، احسب طاقة البروتون المنبعث بزاوية قدرها 90 درجة.

9.36 قطعة من الفحم الحجري كتلتها 50g وجدت في أحد الآثار القديمة. إذا كان نشاط الكربون ^{14}C هو $480 decays/\min$، كم الفترة المنقضية على موت هذه الشجرة.

9.37 ما هو النشاط الإشعاعي الناتج عن اضمحلال ^{14}C في واحد جرام من الكربون في الكائن الحي؟

9.38 إذا كان نسبة النشاط الإشعاعي لقطعة من الفحم الحجري والناتجة عن بقايا لخشب محترق هي 0.18 مقارنة بقطعة حديثة. منذ متى احترقت هذه القطعة الخشبية؟

9.39 ما هو النشاط الإشعاعي ($decays / \min / g$) المتوقع لقطع من الكربون المأخوذة من عظم عمره 2000 سنة.

9.40 قطعة من العظم تحتوي على 200g من الكربون يحدث له اضمحلال بيتا بمعدل $400 decays / \min$. كم عمر هذا العظم؟

الباب العاشر

التقنيات النووية

Nuclear Techniques

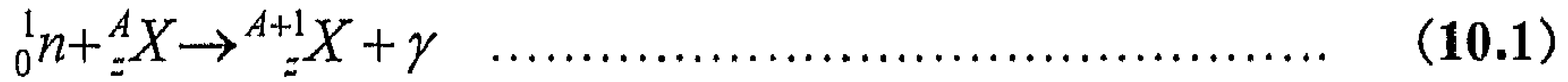
مقدمة

في هذا الباب سوف نتحدث عن بعض التطبيقات التي تعتمد على التقنية النووية في أساس عملها مثل التحليل بالتنشيط الإشعاعي، وتأثير الموسباور، وبالطبع إننا نجد أنفسنا في المكان المناسب للتحدث عن مصدرين هامين من مصادر الطاقة التي يمكن اشتقاقها من التفاعلات النووية وهما تقنية الانشطار النووي (Nuclear fission) والذي يتم من خلاله انشطار نواة ذات عدد كتلي كبير إلى نواتين صغيرتين،أما الثاني فهو الاندماج النووي (Nuclear fusion) والذي يتم فيه اندماج نواتين خفيفتين حيث تتحرر فيه الطاقة التي يمكن إن تستخدم أما في الأغراض التدميرية كما هو الحال عند تفجير القنبلة الذرية والهيدروجينية أو في الأغراض السلمية مثل توليد الطاقة الكهربائية وتسيير السفن البحرية والمركبات الفضائية، وسوف نختم هذا الباب بمناقشة بعض التطبيقات الصناعية والحيوية للإشعاع.

10.1 التفاعلات التي تستخدم النيترونات Interactions Involving Neutrons

لكي نستوعب عملية الانشطار النووي وكذلك فيزياء المفاعلات النووية، فإنه يتحتم علينا أولا فهم الظروف التي يتم فيها تفاعل النيترونات مع الأنوية. فكما هو معروف أن النيترونات لا تحمل شحنة كهربائية ولذلك فإنها لا تتأثر بقوة كولوم، ومع ذلك فإن النيترونات البطيئة تتجول خلال المادة وتتسبب في تفاعلات نووية. وبما أن تفاعل النيترونات مع الإلكترونات يكون ضعيفًا جدًا فإن النيترونات تخترق المادة بسهولة، ففي العموم نجد أن عدد النيترونات المسئولة عن هذا

التفاعل يزداد كلما قلت طاقة النيترون فمثلا نجد أن النيترونات الحرة يحدث لها اضمحلال بيتا بمتوسط عمر قدره 10 دقائق، من ناحية أخرى فإن النيترونات الموجودة في المادة يتم امتصاصها بالأنوية قبل اضمحلالها. أما تحرك النيترونات السريعة (بطاقة أكبر من 1MeV) داخل المادة فإنه يحدث لها عدة عمليات استطارة مع الأنوية. وفي كل عملية استطارة فإن النيترون يفقد جزءا من طاقة حركته للأنوية، وتستمر عملية استطارة النيترون هذه إلى أن تقل طاقته إلى الطاقة الحرارية KT حيث K هو ثابت بولتزمان و T درجة الحرارة المطلقة، وتسمى هذه النيترونات بالنيترونات الحرارية، عندما تنخفض طاقة النيترون إلى هذا الحد نجد أنّ هناك احتمالية كبيرة بأن النيترون يتم أسره بالنواة ويكون مصحوبا بانبعاث أشعة جاما وذلك حسب المعادلة التالية:



$$ {}_0^1n + {}_z^AX \rightarrow {}_z^{A+1}X + \gamma \quad \text{..........} \quad (10.1) $$

ويعتمد معدل أسر النيترون حسب العملية المشار إليها سابقا على طبيعة المادة التي يتفاعل معها النيترون، ولأن المواد التي يكون فيها التصادم المرن هو السائد تعرف بالمهدئات وذلك لأن هذه المواد تعمل على تبطئة النيترونات السريعة بكفاءة ومن ضمن هذه المواد هي البورن، والجرافيت، والماء، والبار فين حيث يعتبر المهدئين الأخيرين من المهدئات الجيدة للنيترونات.

عند نقطة ما فإن العديد من النيترونات في المهدئ تصبح نيترونات حرارية، أي أن هذه النيترونات تكون في حالة تعادل حراري مع مادة المهدئ، وإن متوسط طاقة الحركة لهذه النيترونات عند درجة حرارة الغرفة هي:

$$ K_{av} = \frac{3}{2} KT \approx 0.04 eV $$

بكل تأكيد فإن سرعة هذه النيترونات الحرارية تكون موزعة مثلها مثل جزيئات

الغاز داخل الوعاء. وإن النيترونات ذات الطاقة العالية (1MeV) سوف تقل طاقتها إلى K_{av} في أقل من واحد ملي ثانية (1ms) وذلك عند سقوطها على المهدئات، وبذلك فإن احتمالية أسرها تكون كبيرة.

10.2 الانشطار النووي Nuclear Fission

كما أشرنا سابقا أنه تحدث عملية الانشطار النووي عندما النواة الثقيلة مثل ^{235}U تنقسم أو تنشطر إلى نواتين صغيرتين، وفي مثل هذه التفاعلات نجد أن كتلة السكون الكلية الناتجة بعد التفاعل تكون أقل من كتلة السكون قبل الانشطار.

لقد تم اكتشاف الانشطار النووي لأول مرة سنة 1938 من قبل كل من اوتو هاهن Otto Hahn وفرتز سترسمان Fritz Strassman وقد استفادا من الدراسات الأولية التي قام بها العالم فرمي Fermi، حيث اكتشف كل من هاهن وسترسمان إنه عند اصطدام ذرة اليورانيوم (Z=92) بالنيترونات فإن من ضمن نواتج التفاعل وجود عنصرين خفيفين في الكتلة وهما الباريوم Ba والتانيوم La. وبعد ذلك بقليل استطاع كل من ليسا ميتكر Lisa Meitker و أتو فرش Otto Frissh تفسير ما حدث. لقد كان لهذا الحدث أهمية بالغة بالنسبة للفيزيائيين الذين كانوا يحاولون فهم النواة. ولكن نتائج هذا الاكتشاف كانت بعيدة المدى ،حيث دلت الدراسات على إنه يتم تحرير ما يقرب من 200MeV مع كل حدث انشطاري فهذه الحقيقة بدا تها كان لها بالغ الأثر على مسار تاريخ البشرية.

يمكن توضيح عملية انشطار اليورانيوم ^{235}U نتيجة تصادمه بالنيترونات البطيئة (ذات طاقة منخفضة) بالمعادلة التالية:



$$ {}_{0}^{1}n+{}_{92}^{235}U\rightarrow{}_{92}^{236}U \rightarrow X+Y+\text{نيترونات} \quad (10.2)$$

تعتبر $^{236}_{92}U^0$ كحالة وسط مؤقتة حيث تبقى لفترة وجيزة تقدر بـ 10^{-12} ثانية قبل

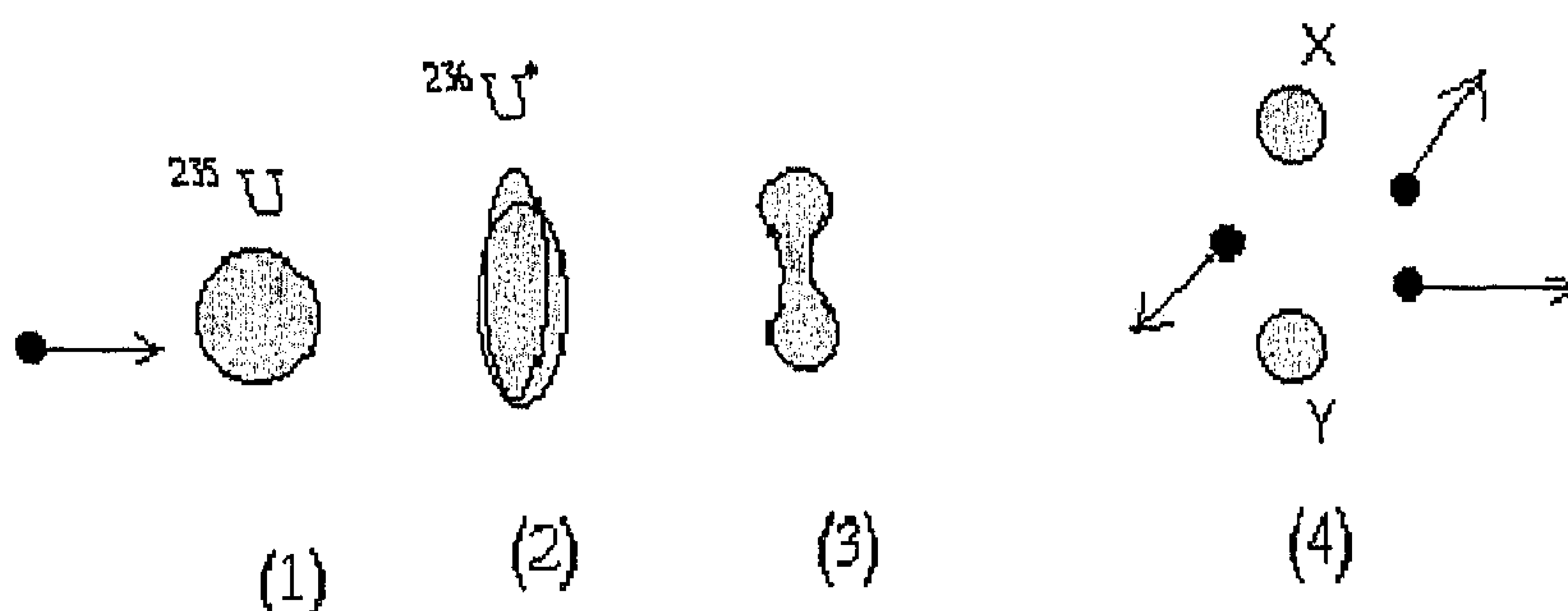
انقسامها إلى X,Y التي يجب أن تحقق شرط بقاء الكتلة - والطاقة والشحنة. فمثلا عند انشطار نواة اليورانيوم فإنه يوجد ما يقرب من 90 من النويات الوليدة المختلفة والتي يمكن أن تنتج،بالإضافة إلى ذلك فإنه ينتج عن هذه العملية عدة نيترونات والتي يصل عددها في العادة إلى اثنين أو ثلاثة، حيث في المتوسط يتم تحرير 2.47 نيترون في كل حدث ومن ضمن التفاعلات المعروفة هي:



$${}_{0}^{1}n+{}_{92}^{235}U\rightarrow{}_{56}^{141}Ba+{}_{36}^{92}Kr+3({}_{0}^{1}n) \quad \dots\dots \quad \mathbf{(10.3)}$$

وإن طاقة الحركة المحررة لكل من شظيات الانشطار (Ba,Kr) والنيترونات بعد كل حدث تكون كبيرة. يمكن عمل مقارنة بين انفصال نواة اليورانيوم وما يحدث لقطرة الماء عند إضافة كمية زائدة من الطاقة. في الحالة العادية كل الذرات في القطرة لها طاقة ولكنها غير كافية لفصل القطرة، من ناحية أخرى عند إضافة كمية كافية من الطاقة التي تجعل القطرة تهتز بحيث تصبح القطرة في حالة استطالة وتضاغط إلى أن تصبح سعة الاهتزاز كافية لفصل القطرة، هذه العملية شبيهة بما يحدث في أنوية اليورانيوم كما هو موضح في شكل **(10.1)** ، حيث تتابع الأحداث كالآتي:

1. تأسر نواة اليورانيوم ^{235}U نيترون حراري (أي يتحرك ببطء).
2. ينتج عن هذا الأسر تكون $^{236}U^{0}$، أما الطاقة الزائدة على هذه النواة فإنها تتسبب في اهتزازات عنيفة.
3. تصبح نواة $^{236}U^{0}$ مشوهة حيث تساعد قوة التنافر بين البروتونات على زيادة عملية التشوه.
4. يتم انقسام النواة إلى شظيتين وتنطلق عدة نيترونات عن هذه العملية.



شكل (10.1)

مراحل الانشطار النووي كما تم وصفه بنموذج قطرة السائل لنواة

والآن دعنا نحسب طاقة الاضمحلال Q (disintegration energy) المحررة أثناء عملية الانشطار. بالرجوع إلى الشكل الخاص بطاقة الترابط في الباب السابق، نلاحظ أن طاقة الترابط لنوية تساوي بالتقريب 7.6MeV بالنسبة للأنوية الثقيلة (التي عدد كتلتها يساوي بالتقريب 240)، وتساوي 8.5MeV بالنسبة للأنوية متوسطة الكتلة. فهذا يعني أن النويات داخل شظيات الانشطار تكون أكثر ترابطا أي أن كتلتها تكون أقل من النويات الموجودة في الأنويه الثقيلة الأصلية، وإن هذا النقص في الكتلة لنوية سوف يظهر على شكل طاقة محررة عند حدوث عملية الانشطار. أي أن كمية الطاقة المحررة تساوي MeV (8.5-7.6) لنوية، وإذا ما افترضنا أن عدد النويات الكلي هو 240 نوية، فإن الطاقة المحررة لكل انشطار يحدث هي:

$$Q=(240)\ (8.5MeV - 7.6MeV) = 220MeV$$

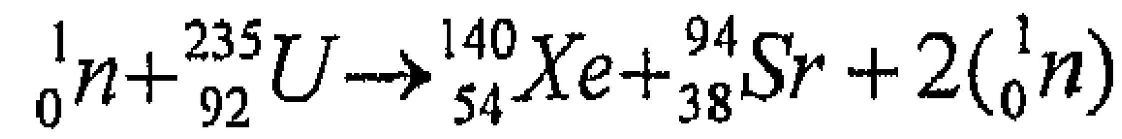
تعتبر بالفعل هذه الكمية من الطاقة كبيرة جدا إذا ما قورنت بكمية الطاقة المحررة أثناء التفاعلات الكيميائية، على سبيل المثال نجد أن كمية الطاقة المحررة أثناء احتراق جزيء واحد من الأوكتين الموجود في البنزين تساوي واحد على المليون من الطاقة المحررة أثناء الانشطار النووي.

مثال (10.1):

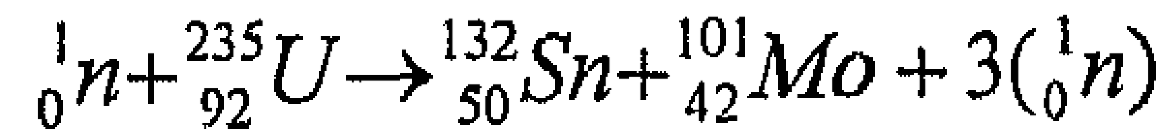
كأحد الاحتمالات التي يمكن أن تحدث عند انشطار ^{235}U عند اصطدامها بنيترون هي (1) انطلاق كل من ^{140}Xe و ^{94}Sr كشظيات انشطار (2) انطلاق كل من ^{132}Sn و ^{101}Mo كشظيات انشطار. مع كل حالة تتحرر النيترونات كذلك احسب عدد النيترونات المحررة في كل حالة.

الحل :

بوزن كل من العدد الكتلي والعدد الذري لطرفي المعادلة يمكن كتابة التفاعلات التالية:



$${}^{1}_{0}n+{}^{235}_{92}U\rightarrow{}^{140}_{54}Xe+{}^{94}_{38}Sr+2({}^{1}_{0}n)$$



$${}^{1}_{0}n+{}^{235}_{92}U\rightarrow{}^{132}_{50}Sn+{}^{101}_{42}Mo+3({}^{1}_{0}n)$$

أي أن اثنين من النيترونات يتم تحريرهما في التفاعل الأول بينما ثلاثة نيترونات يتم تحريرهما في التفاعل الثاني.

مثال (10.2):

احسب الطاقة المحررة عندما 1Kg من ^{235}U تحدث له عملية انشطار نووي، علما بأن طاقة الاضمحلال لكل حدث هي Q=208MeV؟

الحل :

أولا يجب أن نعرف عدد الأنوية الموجودة في 1Kg من اليورانيوم. بما أن A=235 فإن عدد الأنوية هي:

$$N=(\frac{6.02x10^{23}\,nucli/mol}{235g/mol})(10^{3}g)$$
$$=2.56x10^{24}\,nuclei$$

وبذلك تكون طاقة الاضمحلال الكلية:

$$E=NQ=(2.56x10^{24}\,nuclei)$$
$$(208\frac{MeV}{nucleus})$$
$$=5.32x10^{26}\,MeV$$

وإذا ما حولنا هذه الطاقة إلى وحدات نتعامل معها يوميا، نعلم أن 1MeV يعادل:

$$4.45x10^{-20}\,KWh, E=2.37x10^{7}\,KWh$$

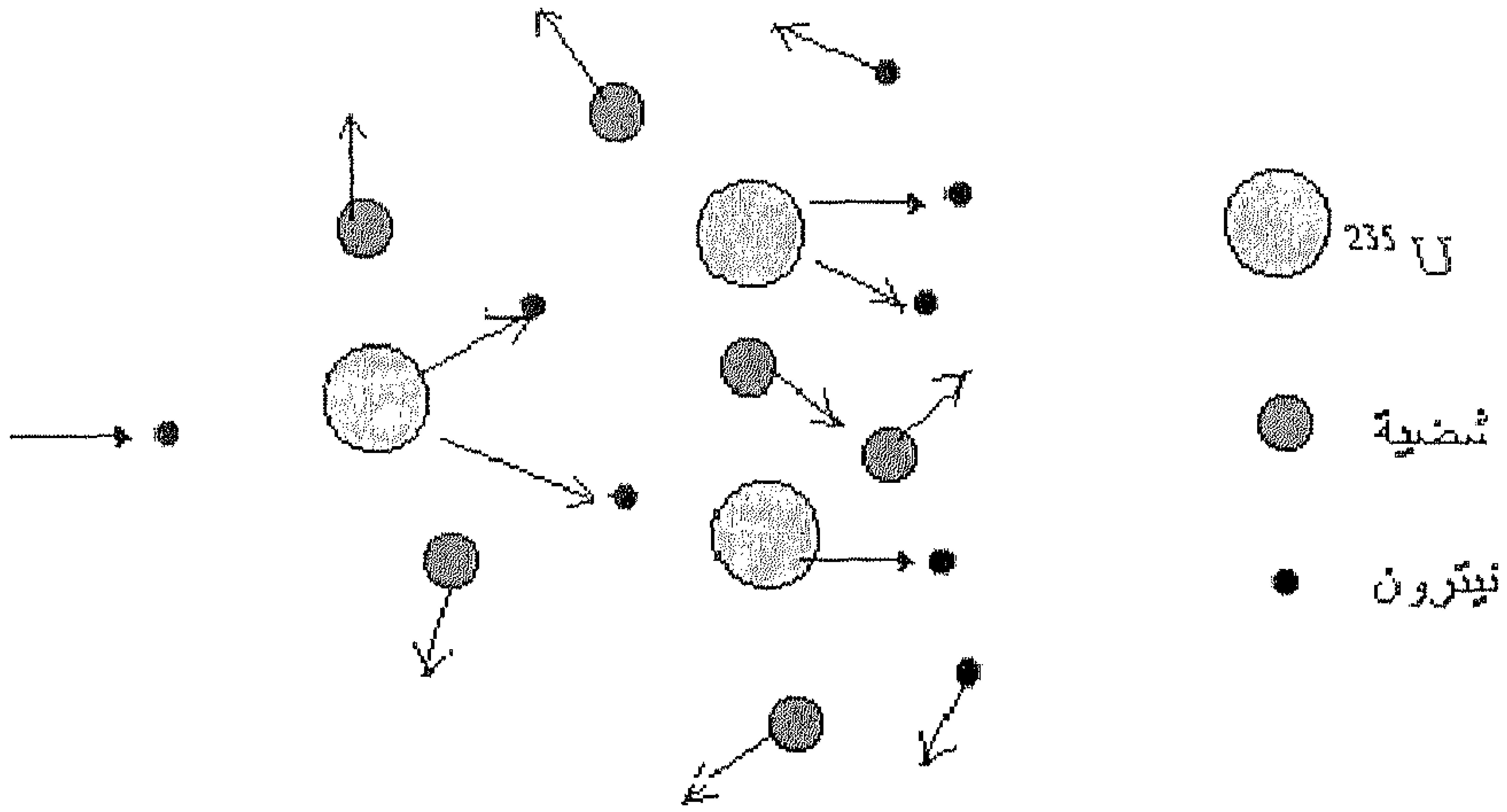
هذه الطاقة كافية لإضاءة مصباح قدرته 100W لمدة قدرها 30000 سنة. أي أن 1Kg من ^{235}U تعتبر كمية كبيرة من المادة الانشطارية.

10.3 المفاعلات النووية Nuclear Reactors

لقد لاحظنا في السابق عند انشطار اليورانيوم ^{235}U فإنه في المتوسط يتم انبعاث عدد 2.5 من النيترونات مع كل حدث انشطاري. هذه النيترونات بدورها تثير أنوية أخرى لتنشطر مع احتمالية حدوث سلسلة من التفاعلات كما هو موضح في شكل (10.2)، وقد دلت الدراسات أنه في حالة عدم التحكم في هذا التفاعل فإنه من المحتمل حدوث انفجار كبير مصحوبا بانطلاق كمية هائلة من الطاقة حيث يحدث ذلك حتى بالكتل البسيطة مثل واحد جرام من ^{235}U .

أما الطاقة المحررة من واحد كيلوجرام من ^{235}U فإنها تعادل تفجير 20000 طن من مادة TNT ، بكل تأكيد هذا هو الأساس الذي بنيت عليه القنبلة الذرية وهو انشطار غير متحكم فيه. أما المفاعل النووي فهو منظومة تم تصميمها للإبقاء على ما يسمى بالتفاعل التسلسلي ألموا زر ذاتيا (self-sustained chain reaction)، وقد تم التوصل لهذه العملية المهمة عن طريق العالم فرمي Fermi وذلك سنة 1942 باستخدام اليورانيوم الطبيعي أثناء عمله بجامعة شيكاغو. وإن معظم المفاعلات المستعملة في الوقت الحاضر تستخدم اليورانيوم الطبيعي كوقود،علما بأن اليورانيوم الطبيعي يحتوي على 0.7٪ فقط من ^{235}U والمتبقي فهو 99.3٪ من نظير اليورانيوم ^{238}U.

تعتبر هذه المعلومة مهمة جدا عند تشغيل المفاعل وذلك لأن اليوانيوم ^{238}U في الغالب لا تحدث له عملية انشطار ولكنه يمتص النيترونات وينتج عن ذلك النبتونيوم (Np) والبلتونيوم (Pu). ولذلك السبب يجب تخصيب وقود المفاعل اصطناعيا لكي يحتوي على نسبة بسيطة من النظير ^{235}U .

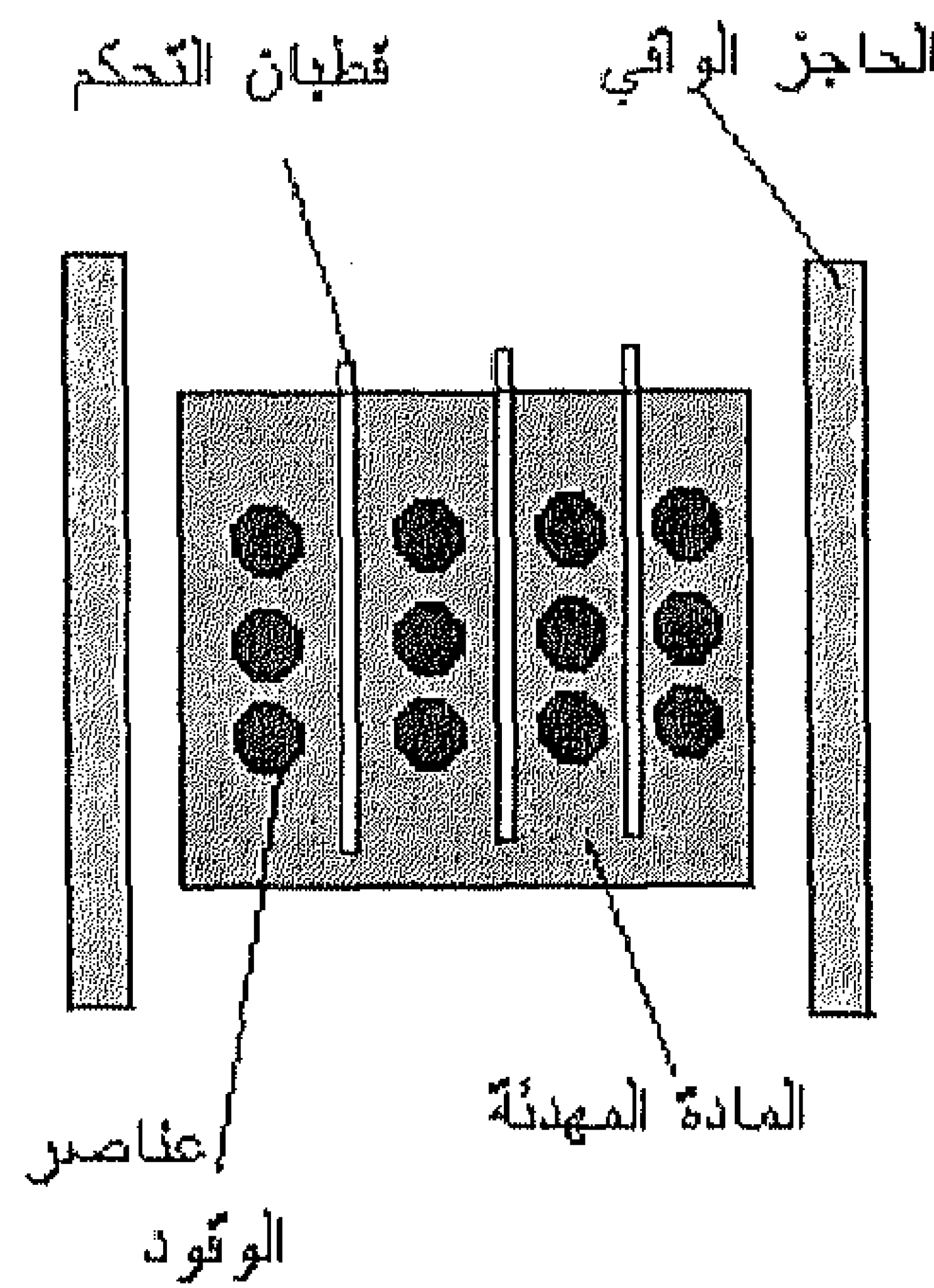


شكل (10.2)

التفاعل التسلسلي النووي

لقد ذكرنا سابقا إنه ينبعث في المتوسط ما يعادل 2.5 نيترون مع كل حدث انشطاري وذلك بالنسبة لنواة ^{235}U ولكي نصل إلى التفاعل التسلسلي الموازر ذاتيا فإنه في المتوسط يجب أن يتم أسر أحد هذه النيترونات بنواة أخرى من أنوية ^{235}U لكي تتم عملية الانشطار. إن أحد المتغيرات المهمة لوصف مستوى عمل المفاعل هو ما يعرف بثابت التكاثر (reproduction constant K) ويعرف بأنه متوسط عدد النيترونات عن كل حدث انشطاري والذي يمكن أن يسبب في حدوث حدث انشطاري آخر، وقد عرفنا أن أكبر قيمة يمكن أن يتحصل عليها K هي 2.5 عند انشطار اليورانيوم. ولكن من ناحية عملية فإن قيمة K تكون أقل من ذلك نتيجة عدة عوامل أخرى والتي سوف نتناولها بالتفصيل مستقبلا. يمكن الوصول إلى التفاعل التسلسلي الموازر ذاتيا وذلك عندما تكون قيمة K=1 ، تعرف هذه الحالة بالحالة الحرجة. وعندما تكون قيمة K أقل من واحد فإن المفاعل في حالة دون الحرجة (subcritical) ويتوقف التفاعل. وإذا ما كانت قيمة K أكبر من واحد فإن المفاعل يكون مفرط الحرج (supercritical) وتحدث

عملية التفاعل الخاطف (runaway reaction). ولذلك فإنه من الضروري المحافظة على قيمة K تكون قريبة من الوحدة في حالة مفاعلات توليد الطاقة. شكل (10.3) يوضح التصميم الرئيس للمفاعل النووي، ويتكون من عناصر الوقود والتي تكون من اليورانيوم المخصب. فيما يلي سوف نتحدث عن الأجزاء الأخرى للمفاعل وكذلك على التصميم المظهري للمفاعل.



شكل (10.3)

يوضح رسم مقطعي للب المفاعل محاط بالحاجز الواقي

- **تسرب النيترونات Neutrons Leakage**

في أي مفاعل نووي تحدث عملية التسرب لبعض النيترونات الناتجة عن عملية الانشطار إلى خارج لب المفاعل قبل حدوث عملية ا نشطار أخرى. فإذا كان الجزء المتسرب كبير فإن المفاعل سوف لن يشتغل، وتكون نسبة التسرب كبيرة عندما يكون المفاعل صغيرًا، وذلك لأن التسرب عبارة عن دالة لنسبة سطح المفاعل إلى حجمه. ولهذا فإن النقطة الحرجة في تصميم المفاعل هو الاختيار الصحيح لنسبة المساحة إلى حجم المفاعل لكي نتحصل على تفاعل موازر ذاتيا.

- **تنظيم طاقة النيترونات Regulating Neutron Energies**

لقد لاحظنا أن طاقة النيترونات المحررة أثناء عملية الانشطار تكون كبيرة حيث تصل طاقة حركتها إلى 2MeV. ولذلك يصبح من الضروري تهدئة هذه النيترونات إلى أن تصل طاقتها إلى الطاقة الحرارية لكي يتم أسرها بواسطة نواة ^{235}U حيث أن احتمالية أسر النيترونات تزداد عندما تنخفض طاقتها. وتتم عملية تبطئة النيترونات السريعة عن طريق إحاطة الوقود النووي بمادة مهدئة. لكي نفهم فيزيائيا كيف تتم عملية تهدئة النيترونات، ولنفرض التصادم بين جسم خفيف وآخر ثقيل جدا، في مثل هذه الحالة الجسم الخفيف سوف يرتد إلى الخلف محتفظا بأغلب طاقة حركته الأولى، من ناحية أخرى عندما يكون التصادم بين جسمين متقاربين في الكتلة فإن الجسم الساقط سوف ينقل معظم طاقته إلى الهدف. في أول مفاعل نووي تم تصميمه ، وضع العالم فرمي قطعًا من الجرافيت (الكربون) بين عناصر الوقود، من المعروف أن ثقل نواة الكربون عبارة عن 12 مرة مثل ثقل النيترون، وبعد عدة تصادمات مع نواة الكربون تمت تهدئة النيترونات إلى درجة ازدادت فيها عملية الانشطار وذلك بالنسبة لنواة ^{235}U .

في هذا التصميم يعتبر الكربون كمهدئ ، بينما تستخدم معظم المفاعلات الحديثة الماء كمهدئ.

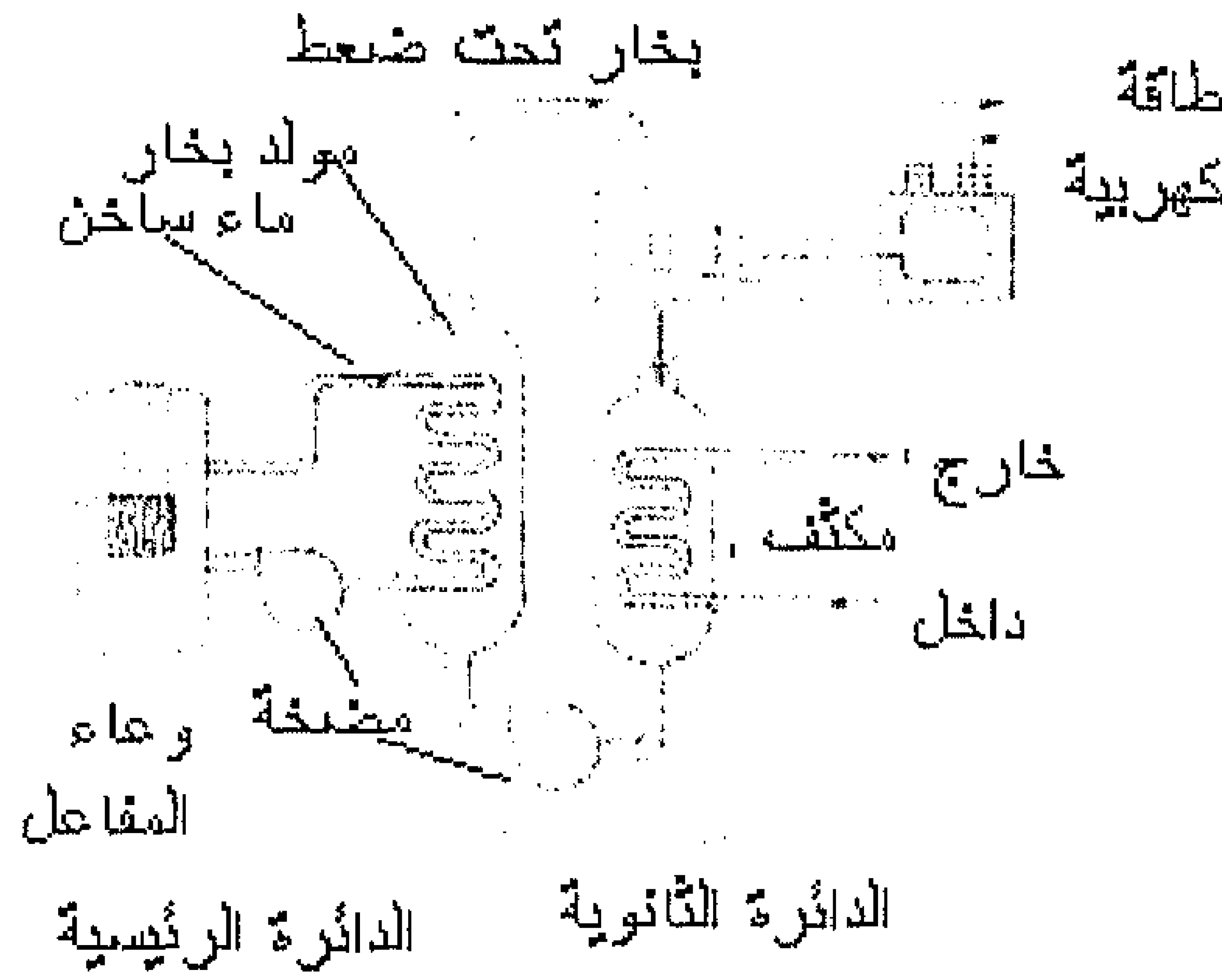
- **أسر النيترون Neutron Capture**

يمكن أن يتم أسر النيترونات أثناء عملية التهدئة وذلك بواسطة أنويه أخرى التي لم تنشطر، ومن الأمثلة الأكثر شيوعا على هذا النوع هو أسر النيترون بواسطة نواة ^{238}U، حيث احتمالية أسر النيترون بهذه النواة تكون كبيرة في حالة النيترونات ذات الطاقة العالية، وتكون هذه الاحتمالية بسيطة في حالة النيترونات البطيئة. ولذلك نجد أن عملية تهدئة النيترونات سوف تخدم غرضين الأول يجعل هذه النيترونات متوفرة للتفاعل مع ^{235}U، والغرض الثاني يقلل من أسرهم من قبل نواة ^{238}U .

• **التحكم في مستوى القدرة Control of Power Level**

يمكن للمفاعل أن يصل إلى المرحلة الحرجة والتي عندها تكون (K=1) وذلك عن طريق التقليل من الظروف التي يتم فيها فقد النيترونات، ومع ذلك فإننا نحتاج إلى طريقة للإبقاء على قيمة K قريبة من واحد. فإذا زادت قيمة K عن هذا المقدار فإن الحرارة الناتجة عن التفاعل الهروبي سوف تصهر المفاعل. ولكي نتحكم في مستوى القدرة يتم إدخال قطبان التحكم في المفاعل كما هو موضح في شكل (10.3). حيث يتم صناعة هذه القطبان من مواد مثل الكادميوم (Cd) ذات الكفاءة العالية لامتصاص النيترونات. عن طريق التحكم في عدد وموضع قطبان التحكم داخل لب المفاعل، نستطيع تغيير قيمة K بحيث نستطيع الوصول إلى أي مستوى من القدرة بالطبع في حدود تصميم المفاعل.

شكل (10.4) يوضح أحد أنواع المفاعلات ويعرف بمفاعل الماء المضغوط (pressurized water reactor) والذي في العادة يستعمل في محطات توليد الكهرباء. فعملية الانشطار التي تحدث في لب المفاعل تزود الماء الموجود في الوعاء الرئيس بالحرارة تحت ضغط عالي لكي لا يغلي الماء والذي بدوره يعمل كمهدئ كذلك. يتم ضخ الماء الساخن خلال المبدل الحراري حيث يتم نقل الحرارة إلى الماء الموجود في الدائرة الثانية حيث يتحول الماء في هذه الدائرة إلى بخار لتشغيل التربينة لتوليد الكهرباء. لاحظ أن الماء الموجود في الدائرة الثانية معزول عن ذلك الموجود في الدائرة الرئيسة وذلك لكي يتجنب تلوث الماء والبخار في الدائرة الثانية بالإشعاع الذري الموجود في لب المفاعل.



شكل (10.4)

أهم الأجزاء الرئيسة لمفاعل الماء المضغوط

• السلامة النووية والتخلص من النفيات

Nuclear Safety and Waste Disposal

يمكن أن نتفهم سبب الحرص على السلامة النووية فيما يخص المفاعلات النووية وتأثيرها على البيئة وذلك في ضوء ما حدث سنة 1979 فيما يعرف بجزيرة ثلاثة أميال (Three Mile Island) بولاية بنسلفانيا وكذلك آخر كارثة نووية في القرن السابق والتي حدثت بشرنوبل Chernobyl في الاتحاد السوفيتي سابقا. أما مشاكل الأمان النووي للمفاعلات فهي متعددة ومعقدة ولذلك سوف نشير فقط إلى البعض منها.

إن أحد الأخطار المتكررة في المفاعلات النووية هو احتمال اعتراض دوران الماء ، عند حدوث ذلك فإن هناك احتمالية ارتفاع درجة حرارة المفاعل إلى درجة يمكن أن تنصهر فيها عناصر الوقود والذي بدورة يمكن أن يؤدي إلى صهر قاع المفاعل. يشار إلى هذا الاحتمال بما يعرف بالأعراض الصينية "China Syndrome" بالإضافة إلى ذلك فإن كمية الحرارة الهائلة سوف تؤدي إلى تكوين ضغط عالي في البخار ومن ثم إلى حدوث انفجار مما يسبب في انتشار المواد المشعة في المناطق المجاورة للمفاعل. لكي

نقلل من فرص حدوث مثل هذه الكارثة فإن معظم المفاعلات يتم تزويدها بمنظومة تبريد احتياطي لتتولى عملية التبريد في حالة عطل المنظومة الرئيسة.

مشكلة أخرى ذات أهمية في المفاعلات النووية الانشطارية، وهي التخلص من المواد المشعة عند استبدال لب المفاعل، حيث إن هذه المخلفات تحتوي على عناصر مشعة طويلة العمر ويجب تخزينها لفترة طويلة جدا بطريقة لن تحدث تلوث للبيئة. في الوقت الحاضر يتم دفن الحاويات التي تحتوي على المواد المشعة في مناجم ملحية عميقة حيث تعتبر هذه الطريقة الأكثر ضمانا في الوقت الحاضر.

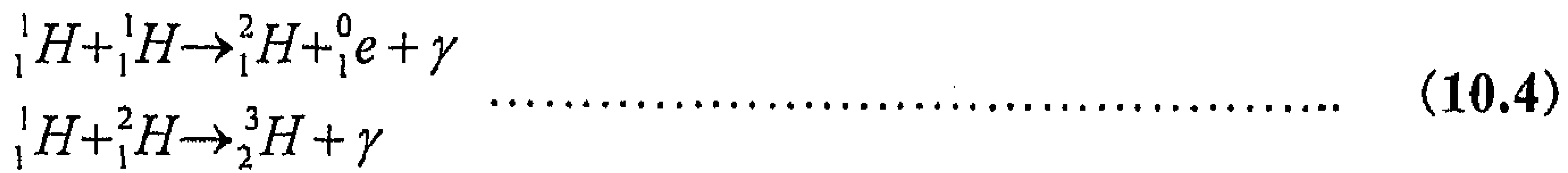
قلق آخر يساور المسئولين على السلامة النووية مع زيادة عدد محطات القدرة النووية هو خطر الأعمال التخريبية في مواقع المفاعلات النووية واحتمالية سرقة الوقود النووي أو المخلفات أثناء عملية النقل. هناك احتمالية استخدام هذه المواد المسروقة في صنع القنبلة الذرية. ولكن نظرا لصعوبة التعامل وكذلك نقل هذه المواد المشعة فإنه يقلل من هذه الاحتمالات.

أحد النتائج الأخرى لمحطات توليد الطاقة هو ما يعرف بالتلوث الحراري. في العادة يتم استعمال مياه الأنهار القريبة من المحطة لتبريد المفاعل مما يؤدي إلى رفع درجة حرارة مياه النهر القريبة من المفاعل مما يؤثر في الكائنات الحية الموجودة في النهر. وقد استحدث تقنيات أخرى تستعمل لتبريد المفاعل وهو استخدام أبراج التبخير، مما يحدث تلوث حراري للجو. ولذلك تتم مراعاة هذه النتائج عند اختيار موقع المحطة. في الحقيقة لقد تحدثنا عن بعض هذه المخاطر ولكن هناك العديد من المخاطر الأخرى التي لم نتحدث عنها والتي من أهمها كيفية التعامل مع المخلفات الإشعاعية.

10.4 الاندماج النووي Nuclear Fusion

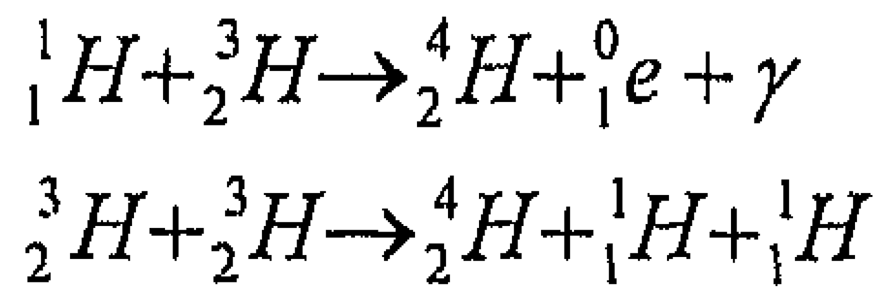
لاحظنا في الباب التاسع أن طاقة الترابط للأنوية الخفيفة (والتي يكون عددها

الذري أقل من 20) تكون أصغر من تلك بالنسبة للأنوية الثقيلة. فهذا يقودنا إلى ضرورة وجود عملية عكسية للأنشطار النووي. **فعند اتحاد نواتين خفيفتين لتكوين نواة ثقيلة تعرف هذه العملية بالاندماج النووي.** بما أن كتلة النوى النهائية أقل من كتلة السكون لكل من النواتين قبل اتحادهما، فإن هذا النقص في الكتلة سوف يكون مصحوبا بتحرير جزء من الطاقة. هذه بعض الأمثلة التي توضح عملية تحرير الطاقة في التفاعلات الاندماجية.



$$ {}_1^1H + {}_1^1H \rightarrow {}_1^2H + {}_1^0e + \gamma $$
$$ {}_1^1H + {}_1^2H \rightarrow {}_2^3H + \gamma \qquad \text{.........} \qquad (10.4) $$

وإن التفاعل الثاني يمكن أن يتبع بأحد التفاعلات التالية



$$ {}_1^1H + {}_2^3H \rightarrow {}_2^4H + {}_1^0e + \gamma $$
$$ {}_2^3H + {}_2^3H \rightarrow {}_2^4H + {}_1^1H + {}_1^1H $$

تعتبر هذه التفاعلات هي الأساس لما يعرف بدورة (بروتون - بروتون) Proton-Proton Cycle، حيث يعتقد أن هذه الدورة هي التي من خلالها تتولد الطاقة في الشمس والنجوم الأخرى لوفرة الهيدروجين فيها.، وإن معظم إنتاج الطاقة يحدث داخل الشمس حيث تصل درجة الحرارة إلى ما يقرب $1.5x10^7\ K$. سوف نلاحظ لاحقا أن مثل درجة الحرارة هذه تكون ضرورية لإتمام هذه التفاعلات. ولذلك يطلق عليها بالتفاعلات الاندماجية النووية الحرارية (thermonuclear fusion reaction). فالقنبلة الهيدروجينية (الاندماجية) والتي تم تفجيرها سنة 1952 أحد الأمثلة على مثل هذا التفاعل الغير متحكم فيه.

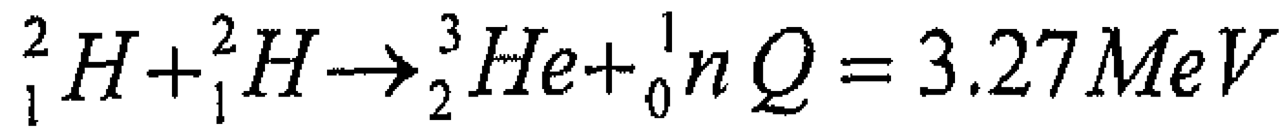
كل التفاعلات المشار إليها في المعادلة 10.4 هي من النوع مانح للحرارة (exothermic) أي يتم فيه تحرير لطاقة، نلاحظ في العموم أن دورة بروتون - بروتون هناك أربعة بروتونات تتحد لتكون جسيم ألفا واثنين من البوزترون مع تحرير مقدار من الطاقة قدره 25MeV في هذه العملية.

• المفاعلات الاندماجية Fusion Reactors

لاحظنا أن كمية هائلة من الطاقة يمكن تحريرها في التفاعلات الاندماجية، فهذا يشير إلى إمكانية استغلال مثل هذه الطاقة في الأغراض السلمية على وجه الأرض، حيث تبذل الآن جهود كبيرة لتطوير المفاعلات من هذا النوع وكذلك مفاعلات القدرة الاندماجية والتي من الممكن إبقاؤها والتحكم فيها. يعتبر الاندماج المتحكم فيه، المصدر البديل لطاقة وذلك لوفرة وقوده وهو الماء. فمثلا إذا ما استخدم الدوتريوم كوقود فإن 0.12 جرام منه يمكن استخلاصها من جالون واحد من الماء بتكلفة قدرها أربعة سنتات (أي ما يعادل 30 درهم).

أحد الميزات الأخرى للمفاعلات الاندماجية هو تكون نسبة بسيطة جدا من المواد المشعة كأحد نواتجه، حيث لاحظنا في المعادلة 10.4 أن النواتج النهائية لاندماج أنوية الهيدروجين تكون آمنة وهي الهليوم غير المشع. ولكن لسوء الحظ فإن مثل هذا المفاعل النووي الحراري والذي يمكن أن يزودنا بهذه الطاقة خلال فترة زمنية مقبولة غير ملموس حتى الآن وهناك العديد من الصعوبات التي يجب أن يتم التغلب عليها قبل تشغيل مثل هذا المفاعل.

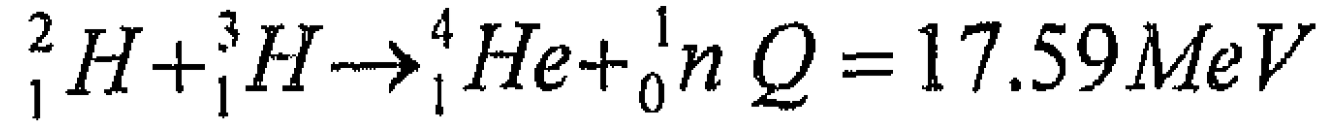
لقد شاهدنا إن طاقة الشمس تعتمد في الأساس على هذه المجموعة من التفاعلات والتي يتم خلالها تحويل الهيدروجين إلى هليوم. ولكن مع كل أسف فإن تفاعل بروتون - بروتون يكون غير مناسب للمفاعل الاندماجي لأن مثل هذا التفاعل يحتاج إلى ضغط وكثافة عاليتين كما سوف نلاحظ لاحقا. ويكمن سر نجاح هذه العملية في الشمس هو وجود الكثافة العالية للبروتونات في داخل الشمس. أما التفاعلات الاندماجية الواعدة مستقبلا في تصميم مفاعلات القدرة الاندماجية هي التي يدخل فيها الدتريوم والترتيوم وهما نظيرا الهيدروجين ، والتي يمكن كتابتها على الصورة التالية:



$${}_1^2H+{}_1^2H\rightarrow{}_2^3He+{}_0^1n\ Q=3.27MeV$$



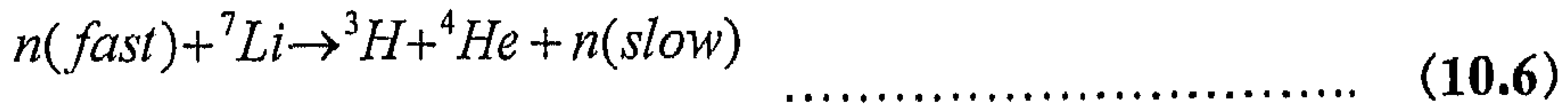
$${}_1^2H+{}_1^2H\rightarrow{}_1^3H+{}_1^1H\ Q=4.03MeV \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10.5)$$



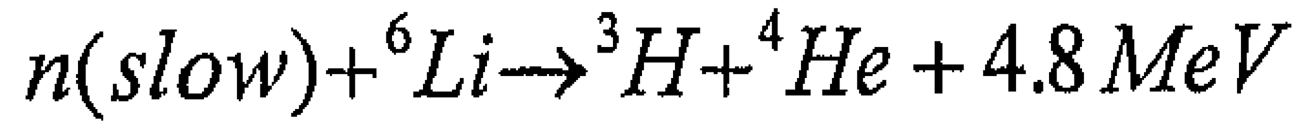
$${}_1^2H+{}_1^3H\rightarrow{}_1^4He+{}_0^1n\ Q=17.59MeV$$

حيث Q تمثل كمية الطاقة المحررة أثناء كل تفاعل. وقد لاحظنا سابقا أن الدتريوم موجود بوفرة (بكميات غير محدودة في البحيرات والمحيطات وإن استخلاصه غير مكلف)، أما الترتيوم فهو مشع حيث نصف عمره 12.3 سنة ويحدث له اضمحلال بيتا إلى الهليوم ثلاثة، لهذا السبب فإن الترتيوم غير موجود طبيعيا ويجب إنتاجه صناعيا.

إن إحدى طرق استخلاص الطاقة من المفاعل الاندماجي هو إحاطة لب المفاعل بطبقة من الثيوم (Li)، حيث يتم امتصاص الجسيمات السريعة مثل النيترونات بالتيوم ويتم تحويل الطاقة الحرارية بواسطة المبدل الحراري لإنتاج البخار. من ميزات هذا النظام هو إنتاج الترتيوم من تفاعل النيترونات مع التيوم ومن ثم تغذيته للمفاعل كوقود. معادلة (10.6) توضح التفاعلات التي يتم فيها إنتاج الترتيوم.



$$n(fast)+{}^7Li\rightarrow{}^3H+{}^4He+n(slow) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10.6)$$



$$n(slow)+{}^6Li\rightarrow{}^3H+{}^4He+4.8\,MeV$$

إن أحد المشاكل الرئيسة في الحصول على الطاقة من الاندماج النووي تكمن في كيفية التغلب على قوة كولوم التنافرية بين نواتين يحملان نفس الشحنة قبل حدوث عملية اندماجهما. وبذلك يصبح الشغل الشاغل هو كيف يتم تزويد النواتين بطاقة حركة تكون كافية للتغلب على قوة التنافر بينهما. يمكن إنجاز ذلك إذا استطعنا تسخين الوقود إلى مائة مليون درجة مطلقة (10^8K) والتي هي أكبر بكثير من درجة حرارة الشمس. بكل تأكيد ليس من السهل الوصول إلى هذه الدرجة في المعمل أو محطة القدرة. عند مثل هذه الدرجة يتم تأين الذرات لكي تتحول إلى مجموعة من الإلكترونات والأنوية والتي تعرف في العادة بالبلازما (و الحالة الرابعة للمادة). في المثال التالي نوضح كيفية تقدير درجة الحرارة اللازمة لدمج نواتين من الديتريوم.

مثال (10.3): لكي تتغلب قوة التجاذب على قوة التنافر لكولوم يجب أن تكون المسافة الفاصلة بين نواتين من الديوترون $10^{-14}m$ أ. احسب ارتفاع جهد الحائل نتيجة لقوة التنافر ب. قدر درجة الحرارة المؤثرة لكي يتغلب الديوترون على جهد الحائل. الحل: أ. معروف أن طاقة الجهد الناتجة عن شحنتين مفصولتين بمسافة r هي : $U = K\frac{q_1 q_2}{r}$	حيث K ثابت كولوم، في حالة اثنين من الديوترون فإن $q_1 = q_2 = +e$ وبذلك: $U = K\frac{e^2}{r}(9\times10^9 \frac{N.m^2}{C^2})\frac{(1.6\times10^{-19})^2}{10^{-14}m}$ $= 2.3\times10^{-14}J = 0.14MeV$ ب. بما أن طاقة كولوم الكلية تساوي 0.14MeV، فإن طاقة كولوم لديوترون واحد هي : 0.07MeV $\frac{3}{2}KT = 0.07MeV = 1.2\times10^{-14}J$ $K = 1.38\times10^{-23}J/K$ $T = \frac{2\times(1.2\times10^{-14}J)}{3\times(1.38\times10^{-23}J/K)} = 5.8\times10^{8}K$

يشير مثال (10.3) إلى أنه يجب تسخين الديترونات إلى ما يقرب من 600 مليون درجة مطلقة لكي تحدث عملية الاندماج النووي، بالطبع تعتبر هذه الدرجة عالية جدا وذلك لأن سرعة الجسيمات في البلازما تتبع توزيع ماكسول (Maxwellian distribution)، أي أن بعض هذه التفاعلات النووية تحدث عن طريق جسيمات ذات طاقة عالية (أي في ذيل التوزيع). بالإضافة إلى ذلك نجد أن بعض الجسيمات التي طاقتها ليست عالية ولكنها تخترق الحائل وذلك حسب ظاهرة التنفيق. وإذا ما أخذنا في الحسبان هذه العوامل نجد أن درجة الحرارة التي تتم فيها عملية اندماج نواتين من الديترون هي 400 مليون درجة مطلقة. بتأكيد يصعب الحصول على مثل هذه الدرجة في المعمل.

تعرف درجة **الإشعال الحرجة** بدرجة الحرارة التي خلالها يفوق فيها معدل توليد القدرة معدل الفقد.، حيث تصل هذه الدرجة في حالة تفاعل دتريوم-دتريوم (D-D) إلى 400 مليون درجة مطلقة. وباستخدام المعادلة E=KT فإن هذه الدرجة تعادل 35KeV، أما في حالة تفاعل دتريوم_ترتيوم (D-T) فهي حوالي 45 مليون درجة مطلقة أي ما يعادل 4KeV فقط.

بالإضافة إلى متطلبات هذه الدرجة العالية هناك عاملان آخران يتوقف عليهم نجاح عمل المفاعل النووي الحراري، وهذان العاملان هما كثافة الأيونات (n) والعامل الثاني هو زمن الحصر (confinement time T) وهو زمن بقاء أيونات التفاعل عند درجة حرارة تساوي أو أكبر من درجة حرارة الإشعال. ولكي نضمن أن طاقة الاندماج المحررة تكون أكبر من تلك اللازمة لتسخين البلازما فإن قيمة كل من n و T يجب أن تكون كبيرة وهذا ما يعرف بشرط لوسن Lawson والذي يكتب على الشكل التالي:

$$n\tau \geq 10^{14}\, s/cm^3 \quad (D-T)$$
$$n\tau \geq 10^{6}\, s/cm^3 \quad (D-D) \qquad \ldots\ldots\ldots \quad \mathbf{(10.7)}$$

والآن يمكن أن نلخص الشروط اللازمة لنجاح مفاعل القدرة النووي الحراري.

1. درجة حرارة البلازما يجب أن تكون عالية جدا حيث تقدر بـ45 مليون درجة مطلقة في حالة (D-T) و 400 مليون درجة مطلقة في حالة تفاعل (D-D).

2. يجب أن تكون الكثافة (n) عالية حتى يزيد معدل التصادم بين الجسيمات.

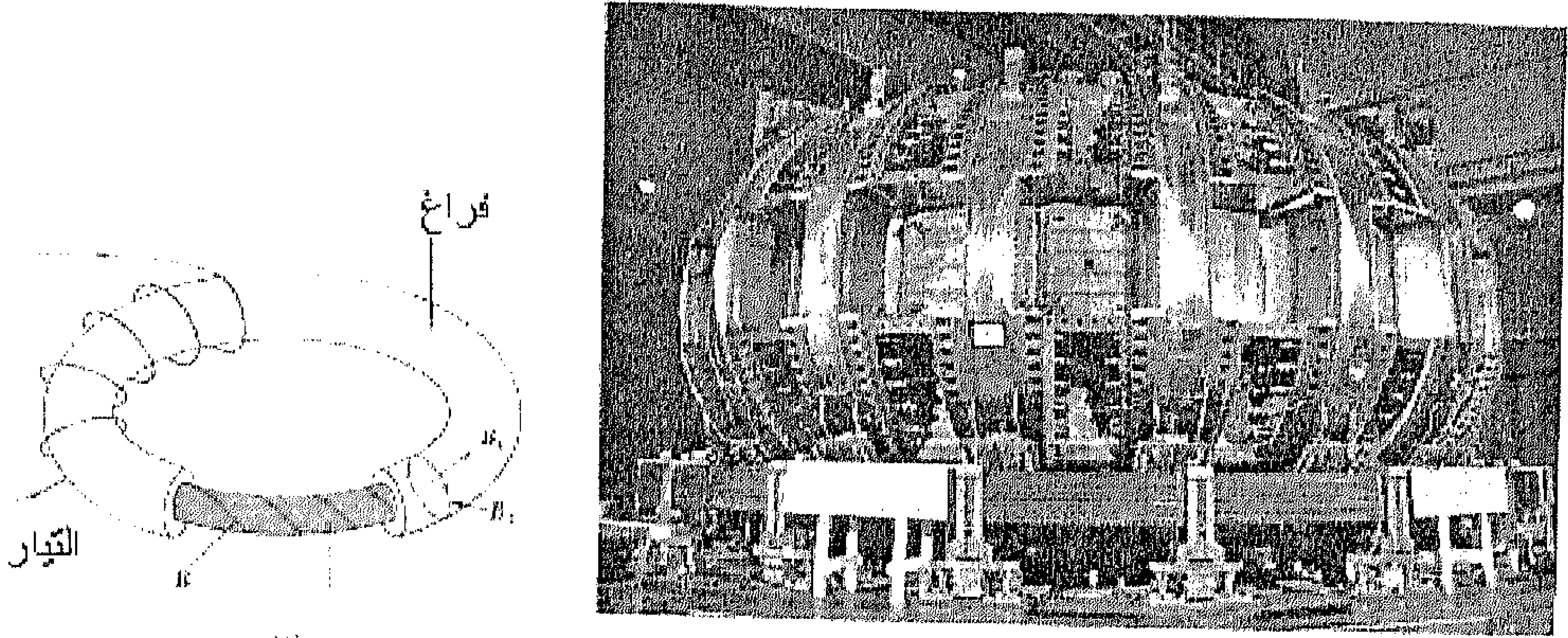
3. يجب أن يكون زمن الحصر T طويلا لكي نحقق شرط لوسن.

فهدف المجهودات الحالية هو تحقيق شرط لوسن عند درجات حرارة تفوق درجة الإشعال الحرجة في النظام. مع أنه قد تم الحصول على بلازما ذات كثافة منخفضة

ولكن لا يزال نحتاج لحل مشكلة زمن الحصر. فالسؤال الذي يتبادر إلى الذهن هو كيف يمكن حصر البلازما عند درجة حرارة تصل إلى 100 مليون درجة مطلقة ولزمن قدره ثانية واحدة تقريبا. في الوقت الحاضر هناك اتجاهان تحت الدراسة لعملية حصر البلازما، الأولى بواسطة المجال المغنطيسي والثانية عن طريق الحصر القصري (Inertial confinement). والآن سوف نتحدث باختصار عن كل منهما:

- **الاحتواء عن طريق المجال المغنطيسي Magnetic Field Confinement**

إن معظم تجارب الاندماج النووي والتي لها علاقة بالبلازما تستخدم المجال المغنطيسي لاحتواء البلازما. لقد تم تطوير جهاز إطاري (Torodial) والذي يعرف بالتكوماك (Tokomak) لأول مرة في الاتحاد السوفيتي سابقا والموضح في شكل (10.5). لاحظ أن شكل التكوماك يأخذ شكل الكعكة (doughnut)، حيث يتم استخدام مجالان مغنطيسيان لاحتواء واستقرار البلازما وهما (1) مجال مغنطيسي قوي إطاري B_t ناتج عن التيار الكهربي في اللفات (2) مجال مغنطيسي ضعيف يعرف (بولويدل) poloidal ينتج بواسطة التيار الإطاري I_t. بالإضافة لاحتوائه البلازما فإن التيار الإطاري I_t يستخدم لتسخينها كذلك، ومن ثم ينتج مجال "حلزوني" يلف حول البلازما بدون أن يلامس جدار الغرفة المفرغة. وعند ملامسة البلازما الجدار تنخفض درجة حرارتها وتتناثر الشوائب الثقيلة من الجدار مما يؤدي إلى فقد كثير من القدرة. إن إحدى الإنجازات المفاجئة الرئيسية خلال الحقبة السابقة كانت في مجال تسخين البلازما للوصول إلى درجة حرارة الاشتعال. حيث دلت التجارب الحديثة بأن إدخال شعاع من الجسيمات السريعة المتعادلة في البلازما تكون كافية لتسخين البلازما إلى درجة الإشعال (5-10kev).

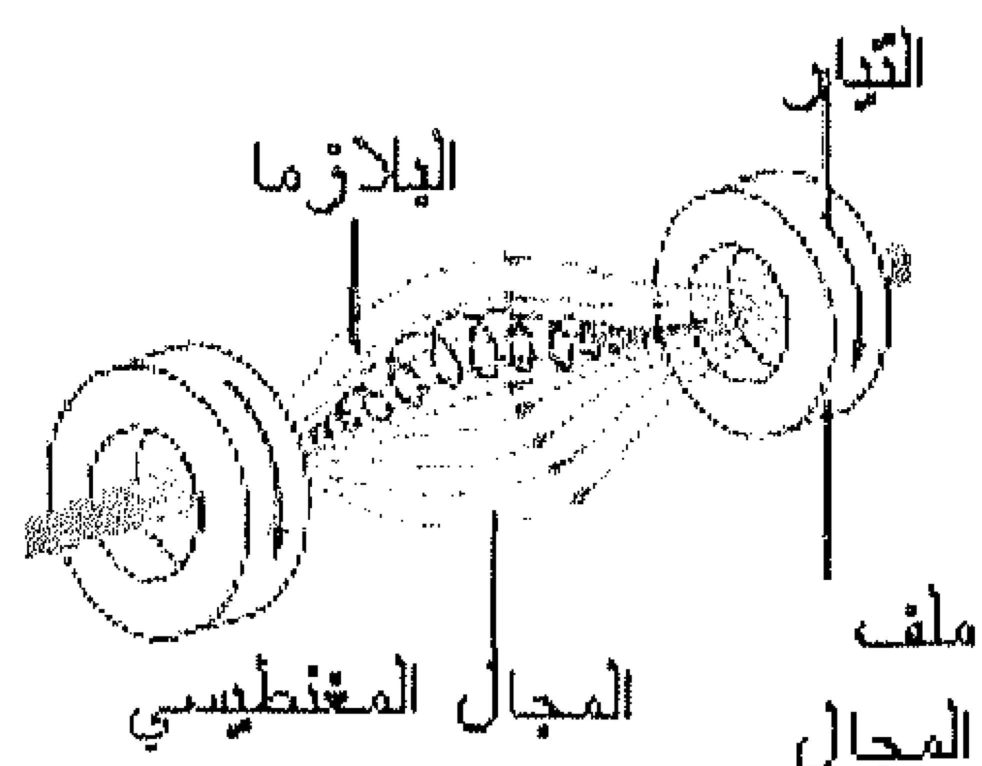


شكل (10.5)

رسم توضيحي لتوكماك

خلال الحقبة السابقة تم تطور هائل في تصميم التوكماك والذي يعتمد في أساسه على الاندماج النووي. جدول (10.1) يعطي بعض أهم الخواص لنوعين من التوكماك الموجودة في الوقت الحاضر. الأول يسمى TFTR والموجود في جامعة برنستون بالولايات المتحدة الأمريكية وهو اختصار للكلمات التالية (Tokomak Fusion Test Reactor) حيث تصل درجة حرارة البلازما فيه إلى 34.6KeV (أي ما يعادل 400 مليون درجة مطلقة) حيث يمثل تطور هائل مقارنة بذلك المصمم سنة 1981. وأثناء نفس الحقبة من الزمن تم تطوير زمن حصر البلازما من 0.02 ثانية إلى 1.4 ثانية. وإن قيم nT بالنسبة لتفاعل D-T تكون أكبر من ($10^{13}s/cm^3$) وهي قريبة من القيمة المشترطة بلوسن. وخلال سنة 1991 زاد معدل التفاعلات في حالة D-T ليصل إلى (6×10^{17}) في الثانية والذي تم الحصول عليه في التوكماك المسمى JET (Joint Europen Torus) الموجود في مدينة ابنقتن Abington بالمملكة المتحدة، أما في حالة D-D فقد وصل التفاعل إلى (1×10^{17}) اندماج في الثانية والذي تم تسجيله بالنسبة لتوكماك TFTR . وفي الوقت الحاضر يجرى عمل متكاثف عالميا ويشمل أربعة برامج اندماجية لتصميم وبناء مفاعل

اندماجي يعرف ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor). عند تصميم هذا المفاعل أخذ في الاعتبار جميع التقنيات والمسائل العلمية للوصول إلى مفاعل ذات القدرة الاندماجية المطلوبة.



شكل (10.6)

احتواء البلازما عن طريق المرآة المغنطيسية

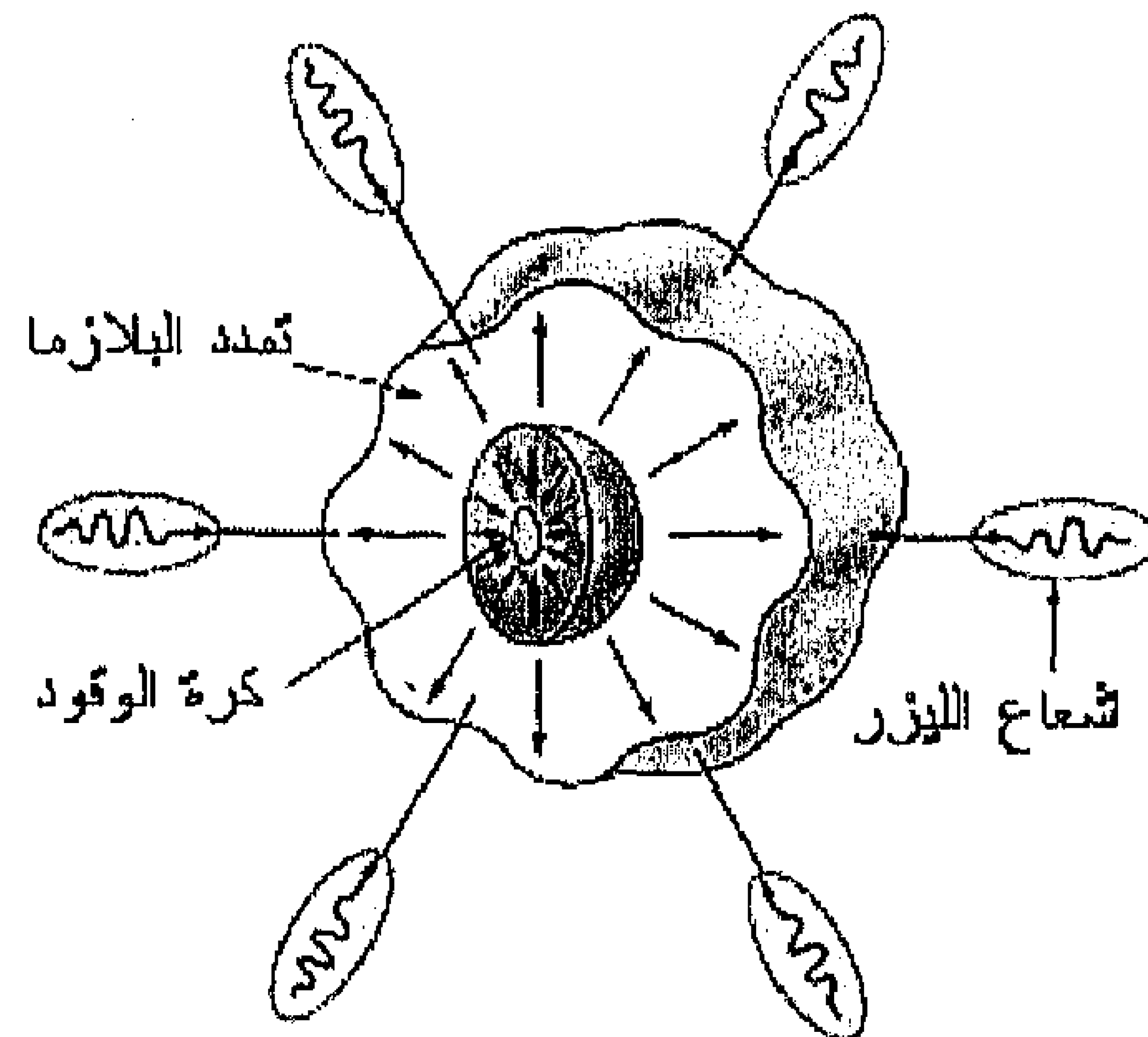
جدول (10.1): المتغيرات الحديثة بالنسبة لنوعي التوكماك

$n(cm^{-3})$	$T(KeV)$	$\tau(s)$	$n\tau(s/cm^3)$
$JET\ 3.5x10^{13}$	25	1	$3.5x10^{13}$
$TFTR\ 2x10^{13}$	34.6	1.4	$3x10^{13}$

أما التقنية الثانية لاحتواء البلازما عن طريق المجال المغنطيسي والتي لاقت اهتماا واسعًا من قبل الباحثين والتي تعرف بالاحتواء عن طريق المرآة المغنطيسية. حيث الفكرة في هذه التقنية هو حصر البلازما في أنبوب أسطواني وذلك عن طريق إضافة ملفات مغنطيسية عند نهايتي الأنبوب وإن الزيادة في المجال المغنطيسي عند طرفي الأنبوبة سوف يعمل عمل المرآة المغنطيسية (أو الزجاجة المغنطيسية) للجسيمات المشحونة والتي تتحرك حلزونيا حول خطوط المجال وبذلك تقلل من عملية التسرب وترفع من كثافة البلازما.

• الاحتواء القصري Inertial Confinement

التقنية الثانية المقترحة لاحتواء البلازما تعرف بالاحتواء القصري. حيث تستخدم هذه التقنية أهداف عالية الكثافة ، ويكون الزمن فيها قصير جدا (في العادة من 10^{-11} إلى 10^{-9}ثانية) ، نتيجة لهذا القصر الذاتي فإن الجسيمات لا يتاح لها الفرصة لكي تتحرك من مواضعها. ويعتبر الاندماج الليزري أكثرها شيوعا، وفيه تستعمل كرة صغيرة من D-T قطرها تقريبا 1 مم يسلط عليها عدة مصادر ليزرية ذات الكثافة العالية وينتج عن ذلك نبضات كبيرة من الطاقة شكل (10.7) والتي بدورها تؤدي إلى تبخر سطح الكرة (الوقود) وينتج عن هذه الجسيمات المنطلقة قوة تفاعل داخل لب الكرة مسببا في تكون هزات موجية تضاغطية تتحرك إلى الداخل، مما يسبب في زيادة الكثافة والضغط داخل اللب ومن ثم إلى زيادة في درجة الحرارة. وعند الوصول إلى درجة الإشعال فإن التفاعلات الاندماجية تفجر الكرة ، يمكن تشبيه ذلك بالقنبلة الهيدروجينية المصغرة. فمثلا المشروع المعروف SHIVA للاندماج الليزري في معمل لورنس ليفرمور (Lawrence Livermore) يستعمل عدد 20 من الليزر النبضي المتوافقة لتزويد طاقة قدرها 200 كيلو جول في زمن قدره (10^{-9}) من الثانية ، والتي تعادل قدرة قدرها ($2x10^{14}$ وات!).



شكل (10.7)

يوضح الاحتواء القصري لكرة من للوقود D-T

إذا ما تم تسخير القدرة الاندماجية فإنها سوف تمنحنا الميزات التالية:

(1). وفرة ورخص وقودها (الديوتريوم). (2). غياب المواد التي لها علاقة بالتسلح. (3). استحالة الحوادث الهروبية. (4). أقل خطرا من الناحية الإشعاعية مقارنة بالانشطار النووي.

ولكن هناك بعض المشاكل المتوقعة عند استخدامنا لهذه التقنية والتي تعتبر من عيوب هذا المصدر، وهي:

(1) لم يتم فهم شامل لهذه التقنية حتى الآن. (2) غلاء تكلفة هذا المشروع المقترح. (3) احتمالية ندرة الليتيوم. (4) محدودية مخزون الهليوم ومواد فائقة التوصيل التي نحتاجها في مفاعل مثل التوكماك. (5) نتوقع درجة عالية من التلوث الحراري .

إذا ما تم التغلب على هذه المشاكل الأساسية وحل المشاكل المتعلقة بالتصميم الهندسي فإن الاندماج النووي يصبح مصدر الطاقة الرئيس للبشرية خلال هذا القرن

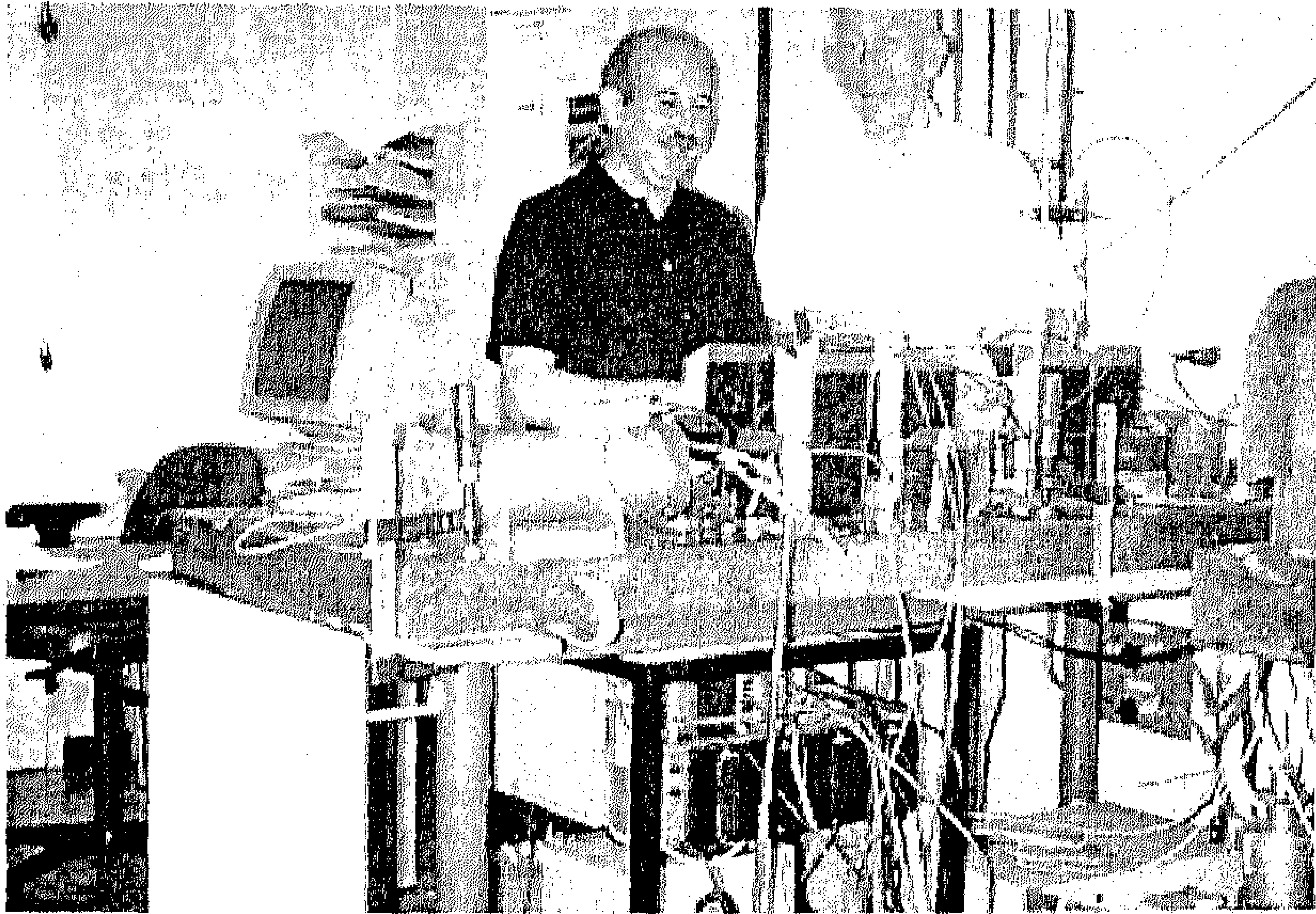
- **الاندماج البارد Cold Fusion**

في سنة 1989 جاءت الأخبار بأن اثنين من الكيميائيين من جامعة يوتا بالولايات المتحدة توصلا إلى وجود دلائل تجريبية لحدوث اندماج نووي عند درجة حرارة الغرفة داخل خلية كهر وكيميائية. تتكون هذه الخلية من كاثود من مادة البلديوم Pd محاط بسلك من البلاتين Pt كأنود مغمور في محلول من ثاني أكسيد الليتيوم و 99.5٪ من الماء الثقيل (D_2O). وقد ادعى الباحثان بأن خليتهما انتجت كمية من الحرارة تعادل أربعة أضعاف الطاقة الداخلة. ومنذ تلك اللحظة والمجموعات البحثية في شتى أنحاء العالم تحاول الحصول على نفس النتائج ، حيث البعض منها أكد ذلك والبعض الآخر لم يتحصل على أي زيادة في الطاقة، حيث إن محصلة الحرارة المتولدة لا تبرهن على أن عملية الاندماج قد حصلت. لكي نبرهن حصول "الاندماج البارد" فإننا يجب أن نكون قادرين على اكتشاف الجسيمات التابعة لأكثر التفاعلات شيوعا والتي يدخل فيها

اثنان من الديترون. ولقد بحث الفيزيائيون حول العالم بدون نجاح عن جسيمات تحقق الاندماج النووي البارد، وحتى كتابة هذا الجزء فإن الفيزيائيين يبدون عدم تفاؤلهم لحدوث الاندماج البارد.

في الأجزاء المتبقية من هذا الباب سوف نتناول بشيء من الإيجاز بعض التقنيات النووية الملموسة والتي تأخذ الصبغة التحليلية والمتوفرة في مركز البحوث النووية والغرض من ذلك هو أولا تعريف الطلبة بهذه التقنيات الموجودة بالمركز للاستفادة منها في عمل مشاريع التخرج أو أثناء الدراسة العليا ،ثانيا تعريف بعض الجهات الصناعية مثل الحديد والصلب وقطاع النفط بهذه التقنية. ومن بين هذه التقنيات تقنية الموسباور وتقنية التحليل بالتنشيط الإشعاعي.

- **تقنية الموسباور Mossbauer Technique**



لقد تم أخذ هذه الصورة في معمل الموسباور الموجود بمركز البحوث في مدينة دلفت بهولندا أثناء الزيارة العلمية التي قام بها المؤلف من قبل الوكالة الدولية لطاقة الذرية وبصحبته البروفسور فاند كرين أحد العلماء البارزين في تقنية الموسباور.

يعرف تأثير الموسباور على أنه انبعاث أشعة جاما ذات الطاقة المنخفضة من النواة دون فقد في طاقتها نتيجة ارتداد النواة وكذلك امتصاصها الرنيني من قبل المادة، وقد تم اكتشاف هذه الظاهرة من قبل العالم موسباور وذلك سنة 1958. قبل الشروع في تفاصيل هذه التقنية والنظرية التي بنيت عليها، فإنني أود أنْ آخذ جزء من وقت القارئ لكي نتحدث عن قصة هذا الاكتشاف وعن الظروف التي كانت موجودة في تلك الفترة وذلك لاستخلاص العبر بالنسبة لنا كباحثين وكذلك لأبنائنا الطلاب الذين يطمحون بأن يكونوا في صف العلماء في المستقبل ونتعرف على الطريق الذي يقود إلى الاكتشافات فهو طريق يتسم بالجهد الغير مضني والعمل الشاق المتواصل الذي لا يعرف الملل أو الكلل ولا ينتابه اليأس في أي لحظة من لحظاته بل العزيمة والإصرار على إنجاز العمل من أهم سيمات العالم .

في سنة 1953 عندما بدأ موسباور بحثه كان هناك أربعة تقنيات لملاحظة الرنين النووي وهي (1) فائقة الطرد المركزي للتغلب على الفقد في الطاقة الناتجة عن الارتداد (2) الارتداد الناتج عن تفاعل نووي سابق (3) الطاقة النووية لتزويد الفاقد في الطاقة لتحدث عملية الرنين (4) ازدياد في عرض خطوط الانبعاث والامتصاص الناتج عن الحرارة. كانت خطة موسباور عندما كان طالبا في جامعة Technische Hochschule Munchen هو تطوير جهاز له القدرة على عمل سلسلة من القياسات للرنين النووي باستخدام طريقة الأتساع الحراري (أي زيادة في عرض الخط نتيجة ارتفاع في درجة الحرارة)، حيث كان هذا التطوير هو جزء من رسالة الماجستير، وبعد ذلك سوف يتابع إجراء تفاصيل التجربة بهذا الجهاز في مرحلة الدكتوراه. بالإضافة إلى التأخر في الحصول على الأوراق البحثية المنشورة في ذلك الوقت، فإن المصادر المالية المخصصة للبحث في ألمانيا كانت محدودة في تلك الفترة. كذلك الظروف السياسية أضافت العديد من الصعوبات في الحصول على العناصر المشعة،حيث زادت هذه الصعوبات بعد الحرب العالمية الثانية، وإن الظروف المالية هي التي أجبرت موسباور على الانتقال

إلى معهد Max-Planck Institute. لقد كان أمام موسباور خياران لإجراء تجربة الرنين النووي، إما عند درجات حرارة عالية وعليه تصميم الغرفة المفرغة الخاصة بتلك التجربة أو إجراء تجربته عند درجات حرارة منخفضة وعليه تصميم ديور Dewer (وعاء مفرغ لمنع تسرب الحرارة) وقد فضل الاختيار الأخير وبالفعل كان الاختيار الأنسب والذي بدوره قد أدى إلى اكتشاف هذه الظاهرة (Zero -phono gama resonance). وقد تطلب بحثه تصميم وصناعة عدة كواشف (proportional counter). وعند اختيار موسباور النظائر المشعة لتجربته لم يكن من السهل الحصول على هذه العناصر من ألمانيا (نتيجة للحظر على ألمانيا بعد الحرب العالمية الثانية)، حيث كان في تلك الفترة الطريق الوحيد للحصول على العناصر المشعة هو تجميعها وطلبها عن طريق معهد ماكس بلانك. ولسوء حظه لم يستطع موسباور الحصول على مصدره بالطريقة المعتادة ولكنه اتبع طرق ملتوية ومعقدة للوصول إلى ذلك حيث تحصل في النهاية على العنصر المشع (^{191}Ir) من المملكة المتحدة، حيث إن هذا المصدر يعطي أشعة جاما بطاقة منخفضة (129KeV)، ولكن عمره النصفي لم يكن معروفًا في تلك الفترة مما زاد من أهمية بحثه.

بينما موسباور بذل جهدًا كبيرا في صناعة الكاشف (الغازي) فقد اتضح له بعد ذلك أن مثل هذا الكاشف لا يستطيع تمييز التغيرات الرنينية الناتجة عن التغير في درجات الحرارة، عند هذه المرحلة قرر موسباور بناء الكاشف NaI وإهمال الكاشف الغازي. بالإضافة إلى ذلك كان يتحتم عليه بناء العديد من الأجهزة النووية التابعة لتجربته لعدم توفرها في السوق عند تلك الظروف، وقد كان دقيقا وحذرا عند تصميمه وصناعته لتلك الأجهزة التي كانت من صميم بحثه. وقد نجح في صناعتها وامتازت بالاستقرار والدقة حيث التغير في الطاقة كان أقل من واحد لكل عشرة آلاف وهي تفوت في دقتها الأجهزة المتوفرة تجاريا في الوقت الحاضر. وباستخدام هذه الأجهزة كانت دهشة موسباور عندما لاحظ انخفاض في النفاذيه عند خفضه لدرجة

الحرارة وهي نتيجة عكسية لما كان متوقع في السابق، بينما كان هذا التأثير صغير (10^{-4}) كان في استطاعته تقليل الخطأ إلى ($5x10^{-5}$). أثناء اشتغال موسباور بتجربته فحص خطوط الامتصاص والانبعاث ثم طور المعادلة الرياضية التي يمكن حلها عن طريق أحد السلاسل البيانية، حيث استخدم في البداية المسطرة الزالقة (إلى ثلاثة خانات عشرية) لحل هذه السلسلة، ولكن لسوء حظه فإن هذه السلسلة كانت منفرجة (diverge) عند هذا الحد، ثم بعد ذلك استخدم جداول ذات 5 خانات عشرية حيث وجد أن هذه السلسلة لازالت منفرجة وأخيرا تحصل على جدول للوغريتمات يمكن أن يصل إلى 12 خانة وفي هذه الحالة وجد أن السلسلة تتقارب (converge) حيث استطاع بذلك تفسير ضيق الخطوط.

بعد مضي أربعة أشهر على تقديم نتائجه للنشر وبينما كان يراجع النسخة الجديدة اتضح له إنه بالإمكان توضيح نتائجه تجريبا وهو رنين خط جاما الضيق عن طريق استخدام أزاحه دبلر (Doppler) في التجربة. عند هذه النقطة رجع إلى Heidelberg يحدوه الشوق والأمل في تحقيق حلمه، وخلال فترة قصيرة لا تزيد عن أسبوع نجح تجريبيا باستخدام إزاحة دبلر للحصول على الامتصاص الرنيني، حيث نشر هذه النتائج سنة 1959 في مجلة Z.Naturfors وكان يضن أن هذه المجلة ليست كثيرة الإطلاع حتى تمنحه فرصة لعمل مزيد من التجارب، ولكن لدهشته فقد استلم ما يقرب من 250 طلب نسخة من نتائجه. أما القصة المشوقة التي حدثت في تلك الفترة هو أن كلًا من John Schiffer و W.Marshall اطلعوا على نتائج موسباور ولم يصدقوا هذه النتائج وقد تراهنوا فيما بينهم على عدم صحة هذه النتائج حيث تخبر القصة أن كلًا منهم رجع إلى معمله وبسرعة عملوا الترتيبات الخاصة لإعادة هذه التجربة وقد نجحوا في إثبات صحة نتائجه وقد تحصلوا على الرنين النووي باستخدام النظير ^{57}Fe، وإنه من المشوق أن موسباور قد حاول سابقا الحصول على هذا النظير ولكن لم يتمكن من ذلك نظرا لظروف المادية الصعبة في تلك الفترة.

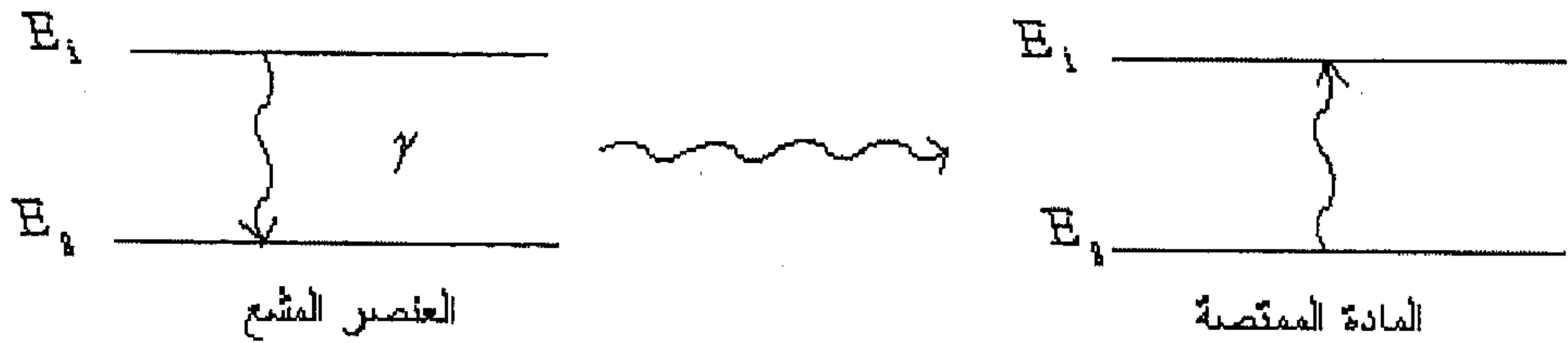
ومع نهاية سنة 1959 تم نشر سبع ورقات بحثية في هذا المجال الجديد وفي السنة التالية تم نشر 90 بحثا ، وتم وضع الترتيبات اللازمة لعقد مؤتمر بهذا الخصوص حيث حضره تسعون عالما وخلال أشهر قليلة ظهر تقرير مفصل عن وقائع هذا المؤتمر. وبسرعة تبين أهمية هذا الاكتشاف من قبل أشهر العلماء الفيزيائين في تلك الفترة وهم Richard Fynman و Robert Christy في معهد كليفونيا لتقنية Califonia Institute of Technolgy وقد اندهشوا من هذه النتائج حيث تم إرسال مبرق إلى Munich وكتبوا فيه "Get the guy" أي أحضروا هذا الشاب، ونتج عن ذلك منح موسباور فرصة للعمل في هذا المعهد العريق سنة 1961 كباحث وفي السنة الثانية كأستاذ في الفيزياء، وفي نفس السنة نال جائزة نوبل في الفيزياء عن هذا الاكتشاف، وكان من ضمن المكرمين في البيت الأبيض سنة 1962 أثناء فترة الرئيس كندي وتحديه للاتحاد السوفيتي لإرسال رجل إلى القمر. هذه القصة التي أردت أن أسردها في هذا المقام لعل وعسى تبعث فينا روح الجد والمثابرة والتغلب على الصعاب وعدم الرضوخ لها بكل تأكيد إن تاريخ البشرية مملوء بمثل هذه القصة أو أكثر تشويقا ولكن أود أن أقول إن لكل مقال مقام.

أما الفترة الزمنية ما بين 1959 و 1960 فإنه يطلق عليها عصر الحديد (Iron Age)، حيث ركز جل الباحثين في هذا المجال في جميع أنحاء العالم عمل تجاربهم على استخدام ^{57}Fe وذلك لأنه أصبح فجأة متوفرًا لديهم منظومة بسيطة نسبيا ولها القدرة على الحصول على نتائج مهمة، والتي كانت بالغة الصعوبة بل شبه مستحيلة في الحصول على مثل هذه النتائج بعدة أجهزة متقدمة جدا. وفي سنة 1960 لوحظ أنه بالإمكان ملاحظة الرنين النووي في العنصر المشع ^{119}Sn مما زاد من قدرة هذه التقنية. رغم سهولة أجراء هذه التجارب باستخدام $^{57}Fe,^{119}Sn$ فإنه بالإمكان عمل نفس التجارب باستخدام نظائر أخرى ولكن تحت ظروف أكثر صعوبة مثل التبريد إلى درجات حرارة منخفضة جدا. والآن وبعد مضي أكثر من أربعين سنة، فإن هناك ما يقرب من 40000 ورقة بحثية باستخدام هذه التقنية والعمل لازال مستمرا ويتطور مع الزمن ولم يقتصر

على مجال الفيزياء النووية الذي تم اكتشاف الظاهرة فيه ولكن تعدى ذلك ليشمل العديد من المجالات مثل الكيمياء ،فيزياء الحالة الصلبة، علوم المواد، وعلم الآثار، والجيولوجيا، وحتى الفنون الجميلة، والآن العمل جاري على تصميم مطياف موسباور متكامل بحيث يكون صغير الحجم من ضمن محتويات المركبات الفضائية لدراسة مكونات الكواكب الأخرى. والآن نكتفي بهذا القدر ونرجع إلى موضوعنا الرئيس وهو فحص النظرية التي تأسست عليها هذه الظاهرة.

- **تأثير الموسباور Mossbauer Effect**

في بداية هذا الجزء تم تعريف تأثير الموسباور على إنه انبعاث أشعة جاما (γ) ذات طاقة منخفضة من نواة العنصر المشع بدون فقد في الطاقة نتيجة الارتداد وكذلك امتصاصها الرنيني من قبل المادة الممتصة، شكل (10.8) يوضح مفهوم هذا التعريف.

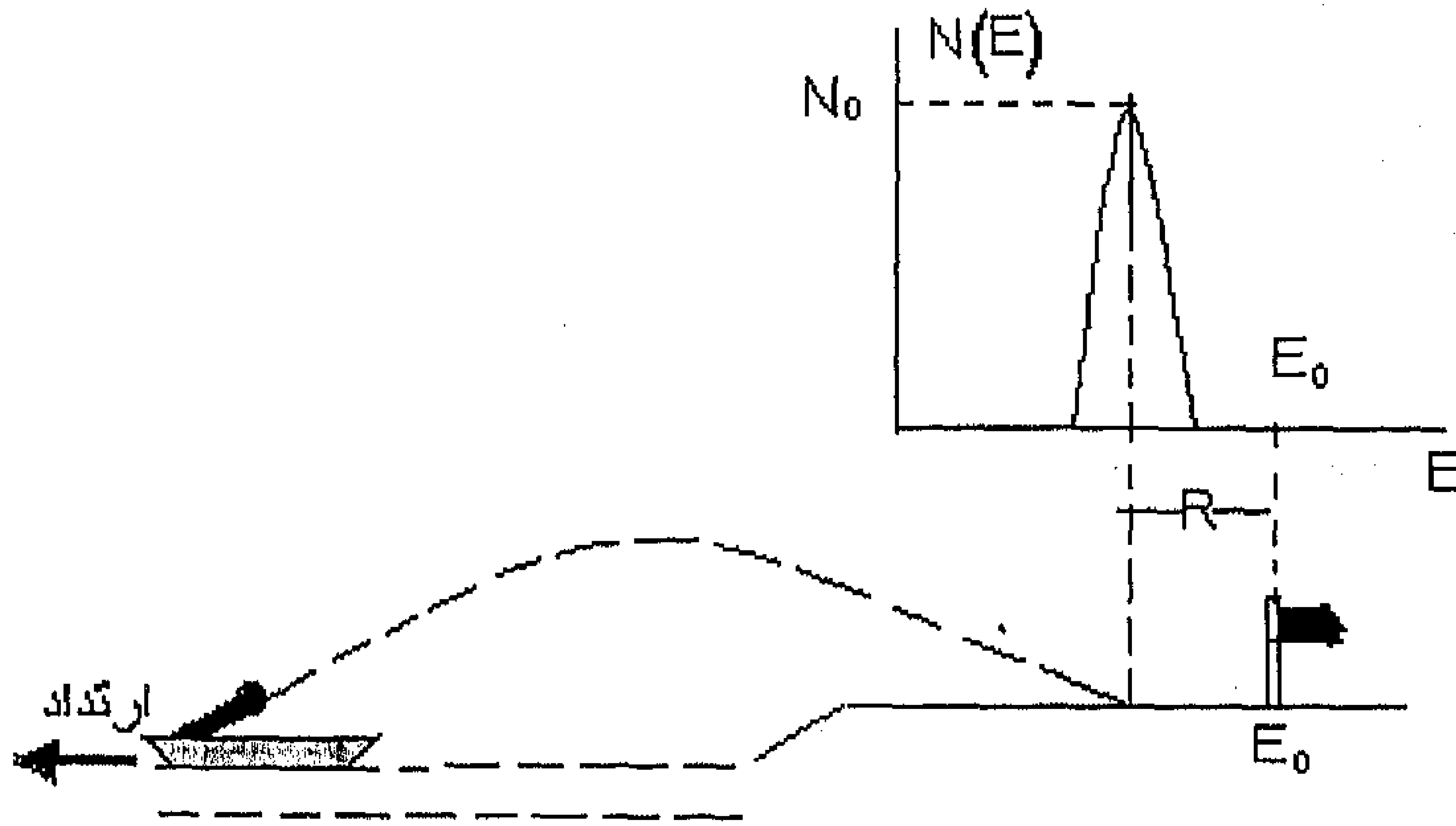


شكل (10.8)

يوضح ظاهرة الموسباور

إن نقطة البداية لفهم ظاهرة الموسباور تبدأ من استيعابنا الكلاسيكي لمفهوم الارتداد وكيفية التغلب عليه وكذلك مفهوم الرنين وكيفية توظيفه في صالح الظاهرة، ولذلك من الأجدر اقتباس بعض الأمثلة لتوضيح هذين المفهومين، في المثال الأول نتخيل أن شخصًا محترفًا يريد أن يصوب بعض القذائف من مدفع مثبت على الأرض في اتجاه هدف، بكل تأكيد ليست كل القذائف سوف تصيب الهدف ولكن بعضها

سوف يسقط قبل الهدف والبعض الآخر سوف يسقط بعد الهدف ولكن معظمها سيصيب الهدف (E_0)، أي أننا سوف نتحصل على توزيع جاوس كما هو موضح في الشكل (10.9). والآن نفرض أنه تم تثبيت المدفع عل سطح قارب موجود في بحيرة وكررنا نفس التجربة بكل تأكيد سوف نتحصل على نفس الشكل وذلك لأن هذا الشكل يعتبر من خواص المدفع، ولكن مركز التوزيع سوف يكون على مسافة أقرب من موضع الهدف (بمسافة R_0) وهذا نتيجة لارتداد القارب عند كل طلقة. نفترض الآن ماء البحيرة غير ساكن أي يوجد بعض الأمواج مما تجعل القارب يرتفع وينخفض ونعيد التجربة السابقة في هذه المرة نلاحظ بروز مشكلة أخرى ألا وهي أن توزيع جاوس سوف يكون أعرض من السابق وهو ما يعرف بتأثير دبلر (Doppler broadening) ونرمز له بالرمز D ، أي أن عدد القذائف التي سوف تصيب الهدف .



شكل (10.9)

يوضح عملية الارتداد ومنحنى جاوس

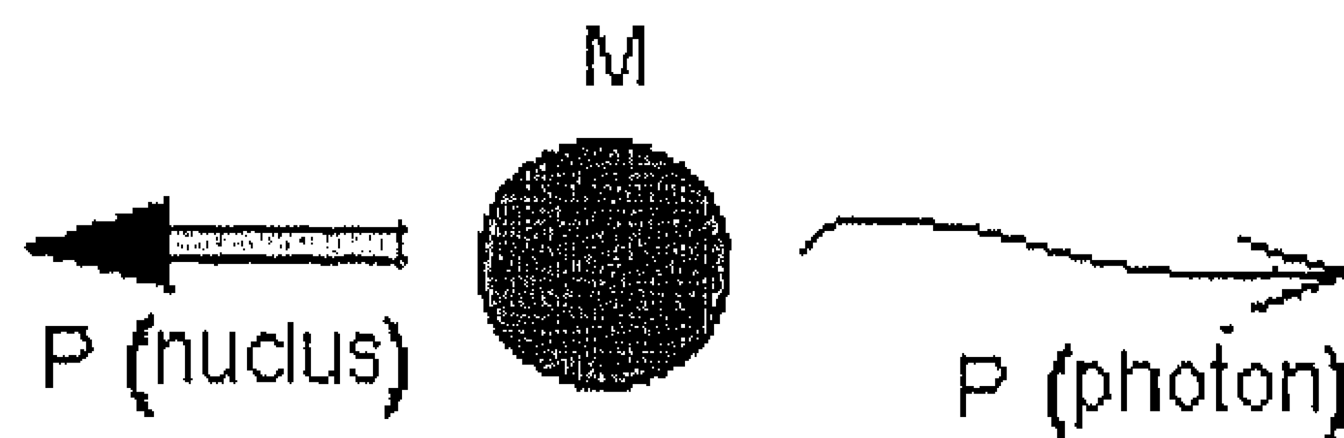
أقل بكثير من الحالة الأولى ولكن أكثر من الحالة الثانية. والسؤال المطروح الآن هو هل هناك طريقة يمكن نتغلب بها على كل من R,D. في الحقيقة إن اكتشاف موسبار لهذه الظاهرة هي إجابة عن هذا السؤال، وبصورة مبسطة هو أننا نتخيل أنه لدينا

إمكانية تجميد البحيرة بحيث يصبح القارب جزءًا لا يتجزأ من كتلة البحيرة أي عندما نتحدث عن الكتلة فإننا نتحدث عن الكتلة الكلية وليست كتلة القارب فقط. إذا ما قارنا هذا المثال بما يحدث للعنصر المشع، فإن القذيفة تمثل أشعة جاما أما القارب والمدفع يمثلان النواة، وأما البحيرة فإنها تمثل الشبيكة الموجود بها ذرة العنصر المشع. إذا ما كانت النواة مثبتة تثبتا جيدا في الشبيكة فإن أشعة جاما سوف تنبعث بدون فقد في الطاقة أي أن طاقة جاما سوف تكافئ طاقة الانتقال بين المستويين (E_0) كما هو موضح في شكل (10.8) (ولذلك ليس من الممكن ملاحظة ظاهرة الموسباور في السوائل ونحتاج إلى تجميد العينة) .

الآن نحاول تطبيق ما جاء في المثال الكلاسيكي بما يحدث عند انبعاث أشعة جاما من النواة .

- **الفقد في الطاقة نتيجة الارتداد Recoil Energy lost**

عند انبعاث الفتون من النواة أثناء عملية الانتقال بين مستوي الطاقة فإنه سوف يفقد جزء من طاقة الانتقال نتيجة للارتداد حيث يرمز لها بالرمز E_R كما أشرنا في المثال السابق، لحساب هذه الطاقة فإننا نستخدم قانون بقاء كمية الحركة، حيث نفترض انبعاث فتون من النواة ذات الكتلة M وتكون في حالة استقرار قبل عملية الاضمحلال:



شكل (10.10)

يوضح مفهوم الارتداد نتيجة انبعاث الفوتون

وباستخدام قانون بقاء كمية الحركة (كمية الحركة قبل انبعاث أشعة جاما تساوي كمية الحركة بعد الانبعاث) فإن:

$$\vec{P}_i = \vec{P}_f$$

ولكن النواة كانت في حالة استقرار قبل الانبعاث ولذلك:

$$\vec{P}_i = 0, \vec{P}_f = \vec{P}_{pho} - \vec{P}_{nucl}$$

$$\vec{P}_{pho} = \vec{P}_{nucl}$$

ومن العلاقة بين طاقة الفتون وكمية حركته والتي:

$$E_{pho} = \sqrt{(\vec{P}_{pho}\, c)^2 + (m_0 c^2)^2}$$

حيث m_0 تساوي صفر بالنسبة للفتون، فإن:

$$\vec{P}_{pho} = \frac{E_{pho}}{c} = \frac{E_0}{c} \quad \text{...} \quad \textbf{(10.8)}$$

حيث E_0 هي طاقة الانتقال بين المستويين. أما طاقة الحركة التي ترتد بها النواة فهي:

$$E_R = \frac{1}{2} M v_{nucl}^2 = \frac{P_{nucl}^2}{2M} \quad \text{...} \quad \textbf{(10.9)}$$

وبالتعويض عن كمية الحركة من المعادلة (10.8) نحصل على :

$$E_R = \frac{P_{pho}^2}{2M} = \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad \text{...} \quad \textbf{(10.10)}$$

ولكي نسهل العمليات الحسابية فإننا سوف نستخدم تعريف وحدة الكتلة الذرية 1amu=931.5MeV وبذلك فإن:

$$E_R(eV) = 5.37x10^{-4} E_0^2(KeV)/A \quad \text{...............................} \quad \textbf{(10.11)}$$

حيث A هو العدد الذري. فمثلا عند مقارنة نظيري الحديد نجد أن:

^{57}Fe	^{58}Fe
$E_0 14.4KeV$	$800KeV$
$E_R 0.002eV$	$6eV$

نلاحظ أن قيمة طاقة الارتداد في حالة النظير ^{57}Fe أقل بكثير من تلك في حالة النظير ^{58}Fe ، حسب المثال الكلاسيكي السابق فإن القذيفة في حالة ^{57}Fe تكون أقرب إلى الهدف، ولهذا السبب فإننا نستطيع الحصول على طيف الموسباور عند استخدامنا لنظير ^{57}Fe، ولكن لا يمكن مشاهدة طيف الموسباور عند استخدامنا لنظير ^{58}Fe .

أما المفهوم الثاني الذي ترتكز عليه ظاهرة الموسباور وهو ما يعرف بالرنين النووي.

- **الرنين Resonance**

مما لاشك فيه قد تعرضت أثناء حياتك اليومية أو في المراحل الدراسية الأولى إلى هذا المفهوم، حيث نعرف أنه عند طرق شوكة رنانة ثم يتم تقريبها من شوكة أخرى لديها نفس التردد فإن الشوكة الثانية سوف تبدأ في الاهتزاز ويصدر عنها صوت يعرف بالرنين (أي أن الجسم سوف يهتز بأقصى سعة له)، كذلك عند قيادتك لسيارة فإنك سوف تشعر باهتزاز السيارة عند سرعات معينة وعند تقليل سرعتك أو تجاوز تلك السرعة فإن الاهتزاز سوف يختفي، في الحقيقة هناك العديد من الأمثلة التي توضح هذه الظاهرة ولعل وعسى من أجملها ما يعرف بانهيار جسر تكوما، وهو أحد الجسور المعلقة الذي تم بناؤه في ولاية واشنطن وعند افتتاحه لوحظ بأن الجسر يهتز وعند هبوب رياح (ليست قوية) لديها نفس التردد الرنيني للجسر أدى إلى انهياره بالكامل، وقد تم عمل شريط وثائقي حول هذه الحادثة ويتم عرضها على طلبة الفيزياء والهندسة للتعرف على هذه الظاهرة. وإذا ما عبرنا عن هذا المفهوم بلغة نظرية الكم فإننا نقول إن أقصى مقطع امتصاص (σ_0) يمكن أن يحدث وذلك عندما طاقة أشعة جاما الساقطة تساوي طاقة الانتقال E_0 .

أما الموضوع الآخر الذي أشرنا إليه في المثال الكلاسيكي فهو اضطراب ماء البحيرة والذي أدى إلى زيادة في عرض التوزيع أي قلة في الشدة وهذا ما يعرف بتأثير دبلر.

- **تأثير دوبلر Doppler Effect**

لقد تعرضنا إلى مفهوم إزاحة دوبلر عند دراستنا لمادة الفيزياء في المرحلة الثانوية حيث لاحظنا أنه عند مرور سيارة أو دراجة نارية بجانبك فإن شدة الصوت الذي تسمعه سوف يختلف عما إذا كانت العربة تقترب منك أو تبتعد عنك. فالصوت الذي تسمعه عندما العربة تقترب منك سوف يكون تردده أعلى من الذي تسمعه أثناء ابتعادها عنك، حيث يمكن ملاحظة هذا التغير في التردد بكل وضوح في سباق السيارات أو الدرجات النارية عند مرورها بالقرب من الميكرفون. إن مثل هذا التغير في التردد الناتج عن الحركة يعرف بإزاحة دوبلر.

والآن نحاول توضيح تأثير دوبلر على طيف الموسباور. نعرف أن الغاز الساخن الموجود في غرفة المطياف سوف يبعث فوتونات بطاقات معينة. وأن تردد هذه الفوتونات هو عبارة عن التردد الانبعاث لهذا الغاز، حيث يظهر في المطياف عبارة عن عدة خطوط حادة ولامعة. أي أن الغاز سوف يبعث ضوء يتكون من بعض الخطوط ذات طول الموجة المحددة، أو الألوان. وعند إضافة كمية كبيرة من الغاز في الغرفة، فإن كثافة الغاز وضغطه سوف يزداد، ومن ثم يبدأ طيفه في التغير. فالطيف السابق المتكون من خطوط محددة والذي كان يمثل أطوال موجات معينة يبدأ في الزيادة في العرض والانتشار لخطوطه ليكون ما يعرف بالحزم الملونة. ويمكن الزيادة في ضغط الغاز إلى أن تتطابق الحزم مع بعض لتصبح حزم مستمرة. وأن الضوء المنبعث عن أي غاز تحت هذه الظروف سوف ينتج ما يعرف بالطيف المستمر (قوس قزح) عند مشاهدته من خلال المطياف. وباستخدام التعبير البسيط، فإن أي غاز ساخن ذو كثافة عالية سوف

ينتج ضوء أبيض. أما السبب في أن الخطوط الحادة تصبح عريضة فإنه يرجع إلى التصادم بين ذرات الغاز، في حالة الغاز الساخن ذو الكثافة المنخفضة فإنه من النادر أن تتصادم الذرات أثناء انبعاث الفوتونات. وأن مستويات الطاقة في هذه الذرات متساوية، وخطوط الطيف تكوم حادة جدا. أما في حالة الغاز الساخن ذو الكثافة العالية هناك فرصة عالية لذرات الغاز بأن تتصادم مع بعض أثناء انبعاث الفوتونات. أثناء التصادم فإن الإلكترونات المتهيجة تقع تحت ضغط الذرات الأخرى، والذي بدوره يغير مدار هذه الإلكترونات ومن ثم في مستويات طاقتها. وعند انتقال مثل هذا الإلكترون من مدار إلى آخر فإن طاقة الفوتونات المنبعثة سوف تكون مختلفة (ومن ثم ترددها) عن تلك المنبعثة من الذرات التي لا تعاني من أي ضغط عليها نتيجة التصادم. وباستخدام المطياف يمكن ملاحظة هذا التغير في التردد وطول الموجة المنبعثة عن طريق الذرات المتصادمة: فالخطوط الحادة (ذات طول الموجة الواحد) تصبح عريضة. فكلما زادت درجة حرارة الغاز يزداد عنف التصادم، وكلما زاد ضغط الغاز فإن عدد التصادمات في الثانية سوف يزداد. أي أن كل من الحرارة والضغط سوف يكون لهما تأثير على عرض خطوط الطيف.

عندما درجة حرارة الغاز تكون عالية جدا فإن ذرات الغاز سوف تكتسب سرعات عالية ومن ثم فإن تأثير دوبلر سوف يلعب دورا هاما في هذه العملية. فإذا كانت ذرة الغاز الساخن أثناء تحركها بعيدا عنك ينبعث عنها فوتون، فإن تردده بالنسبة لك سوف يكون منخفضا كما شاهدنا سابقا بالنسبة للعربة. وإذا كانت الذرة تتحرك في اتجاهك أثناء انبعاث الفوتون، فإن تردد الضوء الذي تشاهده سوف يكون عاليا. وبما أن سرعة بعض الذرات الموجودة في الغاز الساخن سوف تكون عالية في حالة الاقتراب والابتعاد، فإن تردد الفوتونات التي يتم مشاهدتها سوف تكون متعددة ومن ثم فإن خطوط الطيف التي يتم مشاهدتها بالمطياف سوف تكون عريضة، حيث يعرف هذا التأثير بـ Doppler broadening.

يمكن استخدام المفهوم السابق للحالة الصلبة حيث ذرات المادة لا تكون في حالة استقرار ولكنها تتحرك بسرعات عالية، حيث يمكن كتابة طاقة حركتها بالآتي:

$$E_{k.E}=\frac{1}{2}Mv_0^2=\frac{3}{2}KT \quad \text{(10.12)}$$

حيث K هو ثابت بولتزمان ،فمثلا عند درجة حرارة الغرفة فإن سرعة الذرات قد تصل إلى عدة مئات مم/ ث، مثل هذه السرعات تسبب في ما سبق الإشارة إلية بتأثير دوبلر. ولذلك فإن طاقة أشعة جاما المنبعثة من المصدر المشع والذي يتحرك بسرعة V_0 في اتجاه انبعاث الأشعة سوف تنحرف بقيمة قدرها :

$$\Delta E=\frac{v_0}{c}E_0$$

وبما أن سرعة المصدر تتغير من v_0 إلى $-v_0$، فإن شكل الخط سوف يزداد في العرض بمقدار :

$$\bar{D}\approx 2\frac{v_0}{c}E_0$$

والتي يمكن إعادة كتابتها على الصورة التالية:

$$D=2(E_RKT)^{1/2} \quad \text{(10.13)}$$

نتيجة لذلك فإن خطوط الانبعاث والامتصاص سوف ينطبقا شيئًا ما وتحدث عملية الرنين كما هو موضح في شكل (10.11). ولكن نلاحظ من هذا الشكل أننا دفعنا ثمنًا غاليًا لكي يحدث هذا التطابق والمقصود بذلك أن شدة الخط قد انخفضت بمقدار $\frac{\Gamma}{D}$ والذي قد يصل إلى 10^{-6}. والسؤال المطروح الآن هو هل من الممكن ملاحظة الرنين النووي بدون زيادة في عرض الخطوط؟ بكل تأكيد حسب خبرتنا السابقة فإن الإجابة سوف تتطلب منا أن نبرد كل من المصدر المشع والمادة الممتصة إلى درجة التجمد لكي نتخلص من مشكلة الفقد في الطاقة الناتجة عن الارتداد وكذلك مشكلة

الزيادة في عرض الخط الناتجة عن عدم استقرار الذرات في موضعها. ولكن في حقيقة الأمر فإن عملية التجمد هذه تكون أكثر تعقيدا من تلك في حالة البحيرة والقارب وهذا ما سوف نشير إليه فيما يلي.

لقد لاحظنا فيما سبق أن نقطة البداية لفهم ظاهرة الموسباور تبدأ من استيعابنا لمفهوم الامتصاص الرنيني، والمقصود بالامتصاص الرنيني في هذه الحالة هو أن الطاقة التي يمتصها النظام تكون مكماة وتساوي الفرق بين مستويي الطاقة على أن نضع في الاعتبار أن هذه الظاهرة تحدث داخل النواة، وهو مشابهة لما يحدث في مستويات الطاقة الخارجية لذرة عند انتقال الإلكترون من مدار إلى آخر. في بداية الأمر واجهت الباحثين بعض الصعوبات عند محاولتهم توضيح هذه الظاهرة تجريبيا، والسبب في ذلك يرجع إلى أنه عند انبعاث فوتون جاما من النواة بكمية حركة قدرها ($\frac{E_0}{c}$)، فإن قانون بقاء كمية الحركة يتطلب من النواة بأن تكتسب قيمة مساوية لكمية الحركة على أن تكون في الاتجاه المعاكس.

$$Mv_0 = M(v_0 + \Delta v_0) + \frac{E_0}{c} \quad \text{.................................} \quad \textbf{(10.14)}$$

حيث M هي كتلة النواة، و v_0 هي سرعة النواة في الاتجاه السيني قبل الإشعاع، و(Δv_0) هو التغير في السرعة الناتجة عن انبعاث الفوتون، و E_0 هي طاقة الإشعاع وبتبسيط معادلة (10.14) نحصل على المعادلة التالية :

$$\Delta v_0 = -E_0 / Mc \quad \text{..} \quad \textbf{(10.15)}$$

ونتيجة لذلك فإن النواة تكتسب طاقة حركة مقدارها (طاقة الارتداد) :

$$E_R = \frac{(E_0)^2}{2Mc^2} \quad \text{..} \quad \textbf{(10.16)}$$

وبذلك فإن طاقة الفوتونات الناتجة عن الإشعاع سوف تقل بمقدار (E_R)

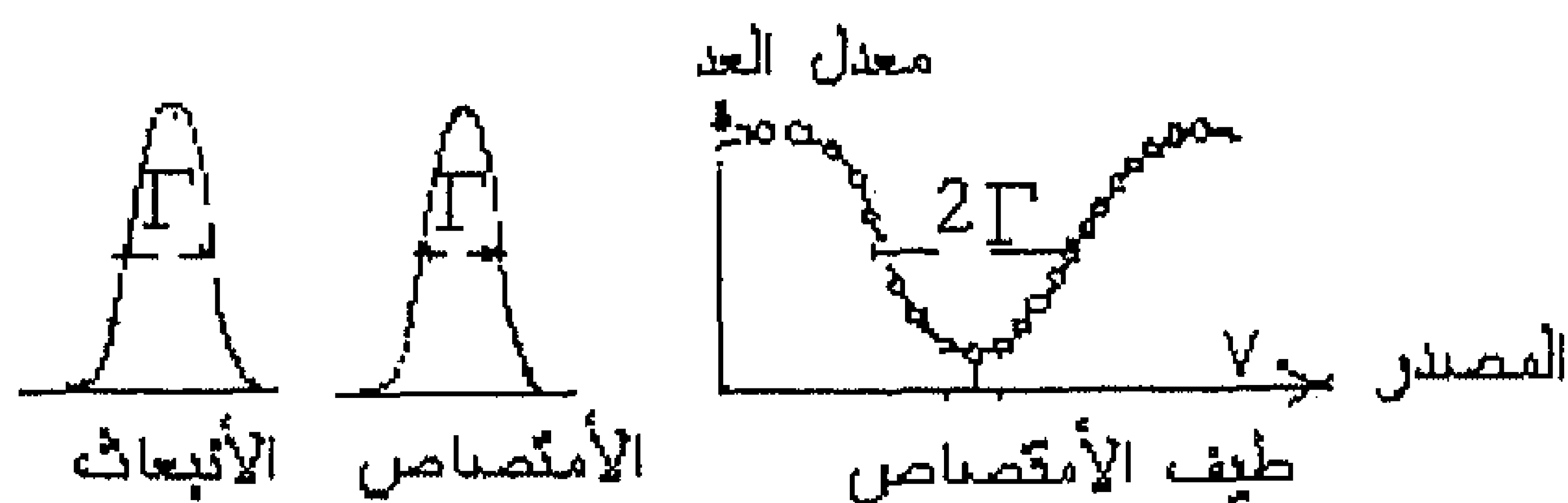
بالمقارنة بالفرق في الطاقة بين الحالة الدنيا وحالات التهيج. وعند استقبال الأشعة فإن النواة الممتصة له سوف تدفع إلى الأمام بطاقة قدرها (E_R)، ولذلك فإن طاقة الفوتون المتوفرة لحدوث عملية التهيج سوف تقل بمقدار($2E_R$) نتيجة لهذا الارتداد، وبذلك فإن الطاقة المتبقية هي :

$$E_\gamma = E_0 - 2E_R \quad \text{.......} \quad (10.17)$$

نقطة أخرى جديرة بالاهتمام في هذا الموضوع ألا وهي سمك الخط الخاص بجاما (Γ) ذات الطاقة (E_0) والذي يمكن حسابه باستخدام مبدأ الريبة لهيزنبرق،حيث يعتمد السمك الطبيعي (Γ) على عمر الحالة المتهيجة (τ) .

$$\Gamma\tau = \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad \text{.......} \quad (10.18)$$

حيث (h) ثابت بلانك ،أما جاما (Γ) فيمكن تعريفها على أنها سمك منحنى الخط عند منتصف شدته كما هو موضح في الشكل (10.11).



شكل (10.11)

يوضح المقصود بجاما (Γ)

وإن منحنى الطاقة الإشعاعي يمكن وصفه بعلاقة Breit-Wigner Lorentzian وهي:

$$I(E) = const(\Gamma/2\pi)x\frac{1}{[(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2]} \quad \text{.......} \quad (10.19)$$

وإن سمك الخط المقاس تجريبيا يكون أكبر من السمك الطبيعي للخط والمعطي بالمعادلة السابقة، ونتيجة للحركة الاهتزازية للذرات في المصدر المشع والمادة الممتصة فإنها سوف تقترب وتبتعد عن بعضها البعض؛ ونتيجة لذلك فإن طاقة جاما سوف تتغير نتيجة لتأثير دوبلر، ومن ثم فإن سمك الخط الناتج عن الانبعاث وكذلك امتصاص الأشعة سوف يزداد. فمثلا في حالة الإشعاع الناتج عن انتقال الإلكترون من مدار إلى آخر فإن (E_R) تكون صغيرة جدا بحيث E_0 تقع داخل سمك الخط، أما في حالة الانتقال من مدار إلى آخر داخل النواة فإن (E_R) تكون كبيرة جدا، فعلى الرغم من الزيادة في عرض خط الطيف الناتج عن دبلر فإنه لا يحدث أي انطباق بين حزم الانبعاث والامتصاص، فمثلا نجد في حالة (^{57}Fe) فإن طاقة الانتقال E_0 تساوي 14.4KeV، وجاما (Γ) تساوي $4.6x10^{-9}eV$، وطاقة الارتداد E_R تساوي $1.9x10^{-3}eV$، أي أن الزيادة في عرض الخط والناتج عن تأثير دوبلر يكون أقل بكثير من طاقة الارتداد $E_R >> \Gamma$، أما في حالة الأشعة تحت الحمراء فإن مقدار طاقة الإشعاع E_0 تكون ما بين 10^{-2}و eV1، أما قيمة جاما (Γ) فهي 10^{-5} إلكترون فولت، وطاقة الارتداد تساوي 10^{-12} إلكترون فولت وبذلك فإن $E_R << \Gamma$.

● الارتداد الحر والامتصاص الرنيني

Recoil-free nuclear resonance absorption

إن المحاولات المعملية الأولى لاكتشاف الامتصاص الرنيني في النواة كانت تهدف إلى التعويض عن طاقة الارتداد باستخدام تأثير دوبلر من خلال الحركة الحرارية وذلك عن طريق رفع درجة الحرارة أو باستخدام الحركة الميكانيكية بحيث يتم انطباق كل من طاقة المصدر والمادة الممتصة. أما الطريقة التي اقترحها العالم موسباور في تجربته المشهورة فهي تبريد كل من العنصر المشع (^{119}Ir) وكذلك المادة الممتصة للإشعاع حيث زادت كمية امتصاص الإشعاع بوضوح، وبذلك وفر موسباور الظروف المناسبة لحدوث عملية الارتداد الحر والامتصاص الرنيني. كتفسير أولي لما حدث في تجربة

الموسباور هو أنه يمكن أن تعزي إلى اختفاء الارتداد وإلى عملية التبريد والتي بدورها جعلت نواة الذرة أكثر ثباتًا في البلورة حيث الكتلة (M) في المعادلة (10.16) أصبحت لا تمثل كتلة نواة الذرة فقط ولكن عبارة عن كتلة البلورة وبذلك فإن طاقة الارتداد E_R تصبح صغيرة جدا (فمثلا في المساحيق الناعمة فإن حبة واحدة فقط تحتوي على أكثر من 10^{15} ذرة). أما التفسير الأكثر دقة فإنه يجب أن نفترض أن طاقة الارتداد يجب أن تستغل في عملية تهيج ذرة الموسباور كهزاز، ولكن اهتزاز الشبيكة يجب أن يكون مكمم في الطاقة أي أنه لا يمكن امتصاص الطاقة عشوائيا. إذا كانت طاقة الارتداد أقل من الطاقة اللازمة لتحدث تغير في حالة الهزاز أي ($E_R < \hbar\omega$ فإن البلورة تكون غير قادرة على امتصاص طاقة الارتداد وإن الارتداد الحر والامتصاص الرنيني يمكن أن يحدث باحتمالية محددة، وإن احتمالية حدوث الارتداد الحر لعملية الانبعاث أو الامتصاص والتي تعرف بمعامل ديباي ولر (Debye-Waller factor) أو ما يعرف بمعامل موسباور ولامب (Mossbauer-Lamb) يمكن وصفه بالمعادلة التالية:

$$f = \exp - \frac{E_R}{E_E} \quad \text{.......} \quad (10.19)$$

حيث E_E تعرف بطاقة أينشتاين وتساوي $\frac{hv}{2a}$ حيث v هي سرعة الصوت في المادة مثلا في حالة الحديد (5960m/s)، أما a فهو ثابت الشبيكة في حالة الحديد يساوي (2.9) أنجستروم وبذلك فإن E_E تساوي (0.04eV). يمكن إعادة كتابة المعادلة (10.19) على الصورة التالية :

$$f = \exp - [(E_R / K\theta_D)(3/2 + \pi^2 T^2 / \theta_D^2)] \quad \text{.......} \quad (10.20)$$

حيث θ_D هي درجة حرارة ديباي ،وباستخدام معادلة (10.16) والمعادلة السابقة نحصل على إحدى المعادلات الآتية:

$$f = \exp - [E_0^2 (\frac{3}{4KM\theta_D c^2} + \frac{\pi^2 T^2}{2MKc^2 \theta_D^3}] \quad \text{.......} \quad (10.21)$$

نستنتج من هذه المعادلة الآتي:

1) أن احتمالية حدوث الارتداد الحر أو الامتصاص الرنيني (أي قيمة f) سوف تزداد بانخفاض درجة الحرارة.

2) كلما زادت قيمة درجة حرارة ديباي للبلورة فإن احتمالية حدوث تأثير الموسباور سوف تزداد.

3) يمكن مشاهدة ظاهرة الموسباور فقط عندما تكون طاقة جاما صغيرة وذلك لأن قيمة (f)تقل بحدة بازدياد طاقة جاما.

- **بنية مفرطة الدقة لطيف الموسباور...**

Hyperfine Structure of Mossbauer Spectrum

لقد شاهدنا سابقا أن (Γ) سمك خط الموسباور عند منتصف الشدة يكون صغير جدا فمثلا بالنسبة للحديد ($4.9x10^{-9}eV$) فإن احتمالية التأثير سوف تكون حساسة جدا حتى عند تغيرات بسيطة في الطاقة. وإن مثل هذه التغيرات البسيطة قد تحدث في مستويات الطاقة داخل النواة وذلك نتيجة لتفاعلات النواة مع البيئة المحيطة بها (أي الإلكترونات الموجودة حول، النواة وكذلك الذرات الأخرى في البلورة)، لهذا السبب عندما تكون المكونات الكيميائية لكل من المصدر المشع والمادة الممتصة مختلفة، فإن مستويات الطاقة لكل منهما سوف يكونا مختلفين وبذلك لاتتوفر احتمالية الامتصاص الرنيني، إذا ما تم تحريك المصدر المشع أو المادة الممتصة بمعدلات مختلفة فإنه يمكن خلق حالة الرنين بمساعدة تأثير دوبلر ،وبمعلومية معدل الحركة فإنه يمكن استنتاج الفرق في الطاقة أي بمعني مدى تأثير البيئة المحيطة بالنواة. والآن سوف نتناول بشيء من التفصيل هذه المؤثرات المختلفة والتي يطلق عليها معَلم الموسباور (Mossbauer Parameters) والتي سوف تساعدنا للتعرف على الأطوار المختلفة الموجودة في المادة ومن ثم البنية البلورية لها وكذلك الحالة المغنطيسية لهذه الأطوار.

● الانحراف المجانس Isomer Shift (δ)

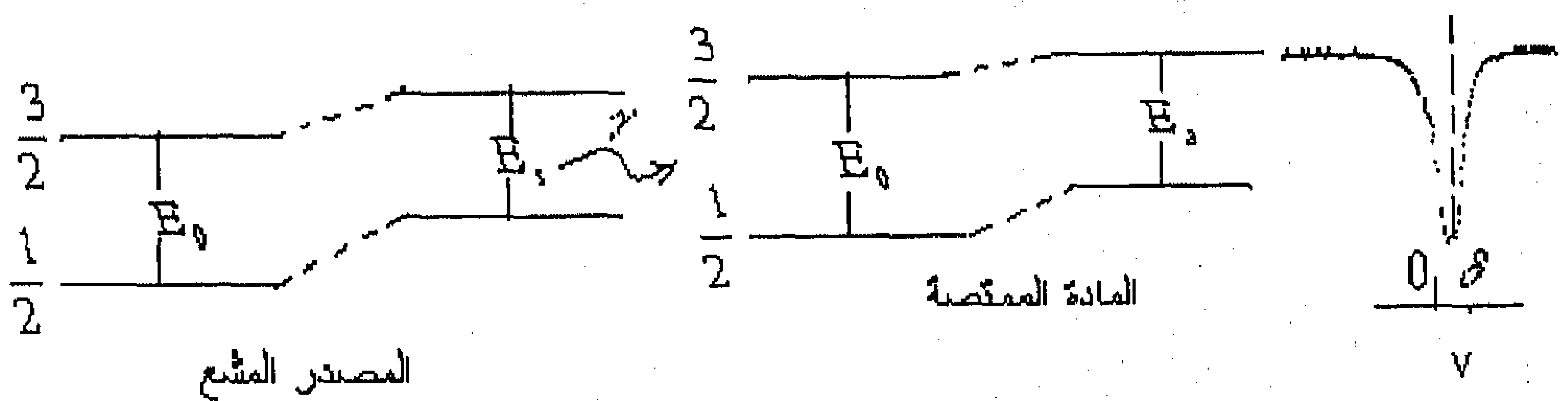
إذا ما أخذنا في الاعتبار بأن النواة ليست نقطة شحنة ولكنها ذات حجم معين فإن هناك احتمالية تواجد إلكترونات التكافؤ داخل النواة وينتج عن ذلك الانحراف المجانس والناتج عن تفاعل كولوم بين شحنة النواة والكثافة الشحنية لإلكترونات التكافؤ، ولذلك في بعض الأحيان يطلق على هذا النوع من التفاعل بالانحراف الكيميائي حيث يعبر عن محصلة هذا الانحراف بين المصدر المشع والمادة الممتصة بالآتي:

$$\delta = (\frac{2\pi}{5} Ze^2)(R_e^2 - R_g^2)[|\Psi_a(0)|^2 - |\Psi_s(0)|^2] \quad \text{.................... (10.21)}$$

حيث Z هو العدد الذري، و R_g, R_e هما أنصاف أقطار النواة في حالة التهيج والحالة الدنيا على التوالي، $|\Psi_a(0)|, |\Psi_s(0)|$ هما كثافة الإلكترونات داخل النواة لكل من المصدر المشع والمادة الممتصة،حيث يمكن استبدال $R_e^2 - R_g^2$ بالآتي:

$$R_e^2 - R_g^2 = 2R\Delta R = 2R^2(\Delta R / R)$$

حيث: $R = (R_e + R_g)/2, \Delta R = R_e - R_g$



شكل (10.12)

يوضح الانحراف المجانس

إن جوهر الانحراف المجانس قد تم توضيحه في الشكل السابق والذي من خلاله يمكن حساب القيمة التابعة له أي انحراف الطيف عن نقطة الصفر. وإن العلاقة بين الانحراف المجانس وتوزيع الإلكترونات في ذرات الموسباور قد تم توثيقها بما يعرف بشكل والكر(Walker)، حيث يوضح ذلك الشكل بأن تأثير (δ) على الدرجة الشاغلة لايعتمد فقط على إلكترونات التكافؤ ولكن كذلك على الإلكترونات الموجودة في المدار (d) حيث تعمل عمل الحواجز بالنسبة لإلكترونات التكافؤ. أما المتغير الثاني والذي سوف نناقشه فيما يلي وهو ما يعرف بانفصام رباعي الأقطاب.

انفصام رباعي الأقطاب Quadrupole Splitting (ΔQ)

ينتج انفصام رباعي الأقطاب عن التفاعل بين انحدار المجال الكهربي (Electric field gradient) وعزم رباعي الأقطاب والذي يعكس مدى انحراف النواة عن التماثل الكروي، أما المجال الكهربي فهو ناتج عن التماثل في توزيع الشحنات حول نواة الذرة(إلكترونات، أيونات، وثنائي الأقطاب) والذي لا يتلاشى عند موضع نواة الذرة، هذا التفاعل يمكن تمثيله عن طريق استخدام المؤثر الهملتوني الآتي:

$$\hat{H} = [\frac{e^2qQ}{4I(2I-1)}][3I_z^2 - I(I+1) + (I_x^2 - I_y^2)] \qquad (10.22)$$

حيث (eq) هي القيمة المطلقة لانحدار المجال الكهربي في اتجاه Z (V_{zz}) عند موضع النواة، (Q) هوعزم رباعي الأقطاب لنواة الذرة، و(I) هو معامل البرم (Spin)، و I_z, I_y, I_x هي مؤثرات البرم، أما معَلم التماثل فهو:

$$\eta = (V_{xx} - V_{yy}) / V_{zz}$$

على أن يتم اختيارهم لتحقيق الآتي:

$$|V_{zz}| > |V_{yy}| > |V_{xx}|$$

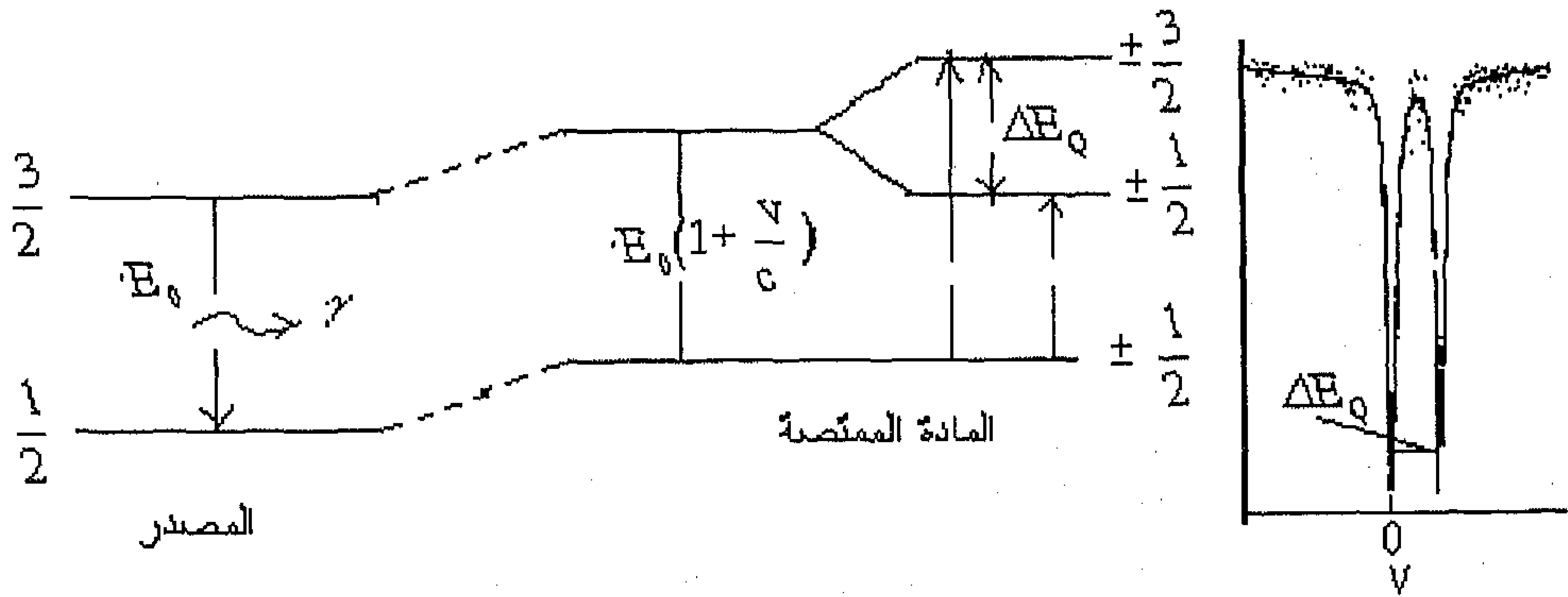
وإن قيمهم وإشاراتهم يجب أن تضمن $0<\eta<1$ والذي يعني أن :

$$V_{zz}+V_{yy}+V_{xx}=0$$

ويمكن كتابة القيم الذاتية للمؤثر الهملتوني في المعادلة (10.22) في حالة (I<3/2) بالآتي:

$$E_Q=\frac{(e^2qQ)}{4I(2I-1)}[3m_z^2-I(I+1)](1+\eta^2/3)^{0.5} \quad\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \mathbf{(10.23)}$$

حيث (m_z) هو العدد الكمي المغنطيسي ذات القيم التالية (I ,I-1, I-2, ……-I)، على هذا الأساس يمكن القول أن عدد مستويات الطاقة (أو خطوط الموسباور) الناتجة عن تفاعل رباعي الأقطاب يعتمد على العدد الكمي المغنطيسي كما هو موضح في الشكل (10.13). نلاحظ من هذا الشكل أن مستوى الطاقة (I=1/2) لم يحدث له انفصام وذلك لأن (Q=0) في هذه الحالة أي إنَ النواة في الحالة الدنيا تكون متماثلة كرويا.



شكل (10.13)

يوضح انفصام رباعي الأقطاب

أما المَعلم الثالث والذي على ضوئه نستطيع قياس المجال المغنطيسي الداخلي للمادة إن وجد وهو ما يعرف بالتفاعل المغنطيسي مفرط الدقة .

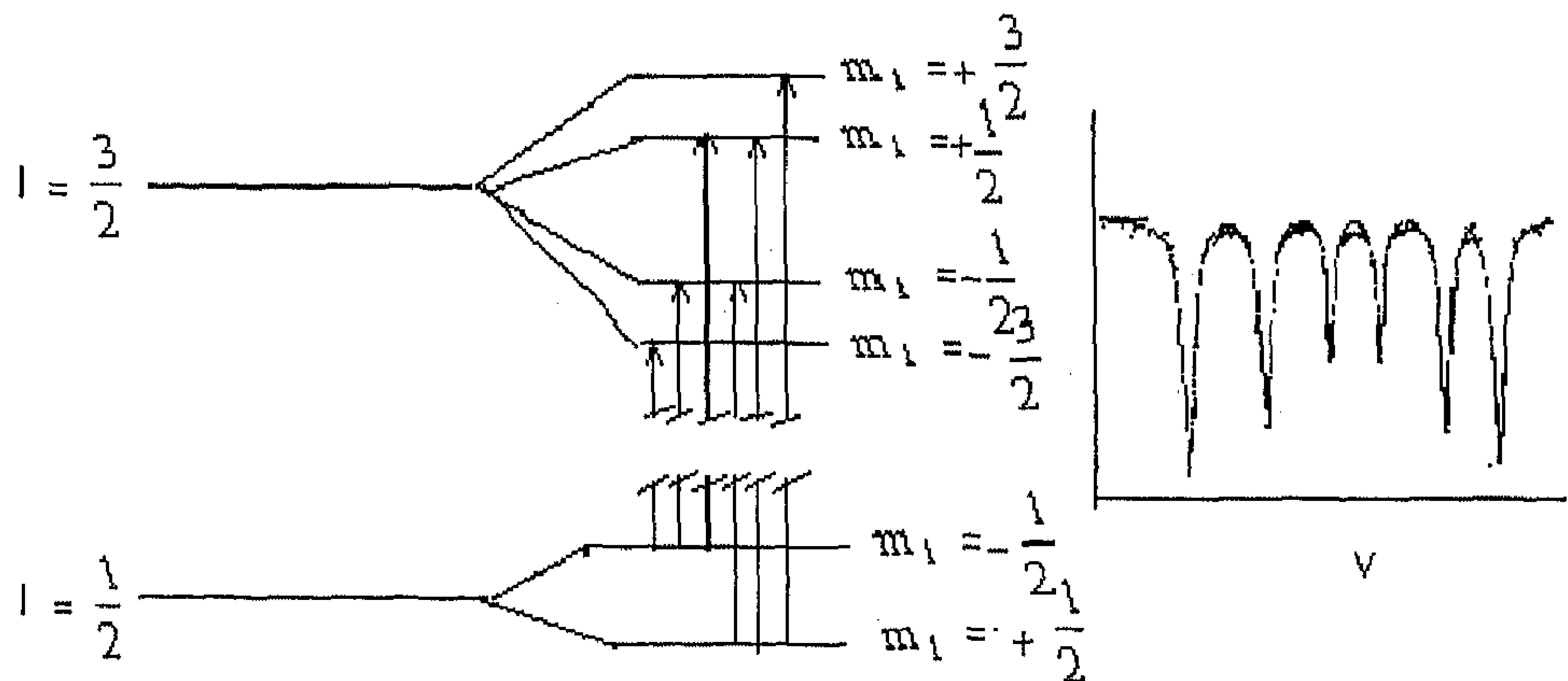
• التفاعل المغنطيسي مفرط الدقة Magnetic hyperfine Interaction

إن التفاعل بين المجال المغنطيسي الداخلي أو الخارجي (H) والعزم المغنطيسي (μ) عند موضع النواة يمكن تمثيله بالهملتونيا ($\hat{H}$) حسب المعادلة التالية:

$$\hat{H} = -\mu.H = -g\mu I H \quad \text{...} \quad \mathbf{(10.24)}$$

حيث g يعرف بمعامل الجي، (μ) بالمغنتون النووي ،ومن ثم يمكن كتابة طاقة المستويات كالآتي:

$$E_m = -g\mu_m H m_l \quad \text{...} \quad \mathbf{(10.25)}$$



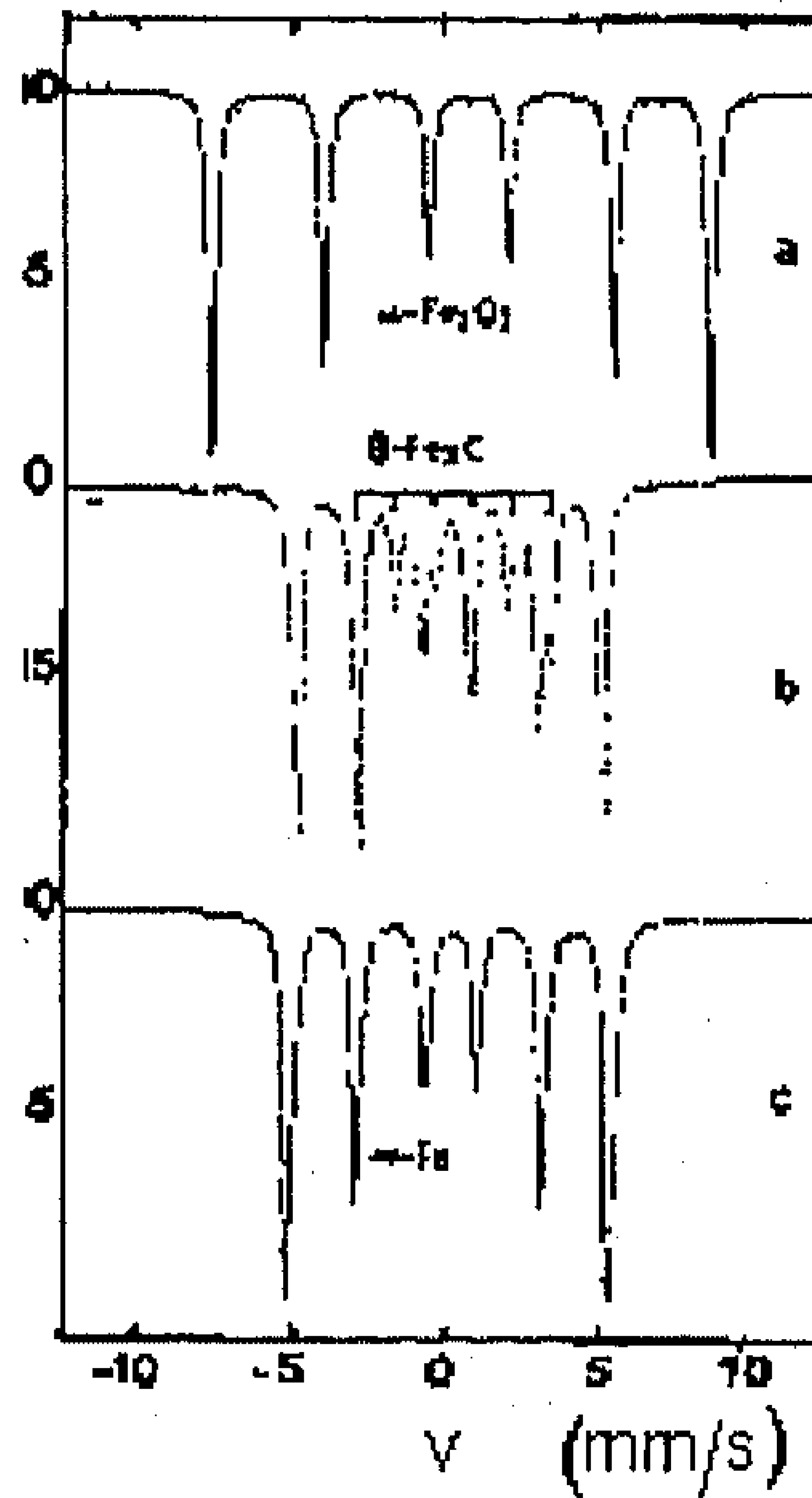
شكل (10.14)

يوضح مستويات الطاقة وكذلك طيف الموسباور الناتج عن التفاعل المغنطيسي مفرط الدقة

نلاحظ في هذه الحالة بالإضافة إلى انفصال مستوي الطاقة (I=3/2) فإن مستوى الطاقة (I=1/2) حدث له انفصال كذلك. وإن عدد الخطوط الموجودة في طيف الموسباور محددة بالشروط المسموح بها فقط بين مستويات الطاقة الدنيا والمهيجة التي تحقق الشرط

($m_l = 0,\pm1$)، وأن تأثير زيمن (Zeeman Effect) على طيف الموسباور ينتج عن المجال المغنطيسي الخارجي وكذلك عن مجال مفرط الدقة (Ferro,Antiferro, Ferri magnet) حيث إن الأخير ناتج عن الحالات الإلكترونية في ذرة الموسباور نفسها.

في نهاية هذا الجزء سوف نوضح مجموعة من أطياف الموسباور لأطوار الحديد وكذلك لبعض أهم التطبيقات التي قمنا بها في مركز البحوث النووية مع إضافة جدول يحتوي على أهم القيم الخاصة بـ($H,\Delta Q,\delta$) بالنسبة لأطوار الحديد بحيث تصبح كمرجع في المستقبل. بعد ذلك نتعرف على أهم مكونات مطياف الموسباور

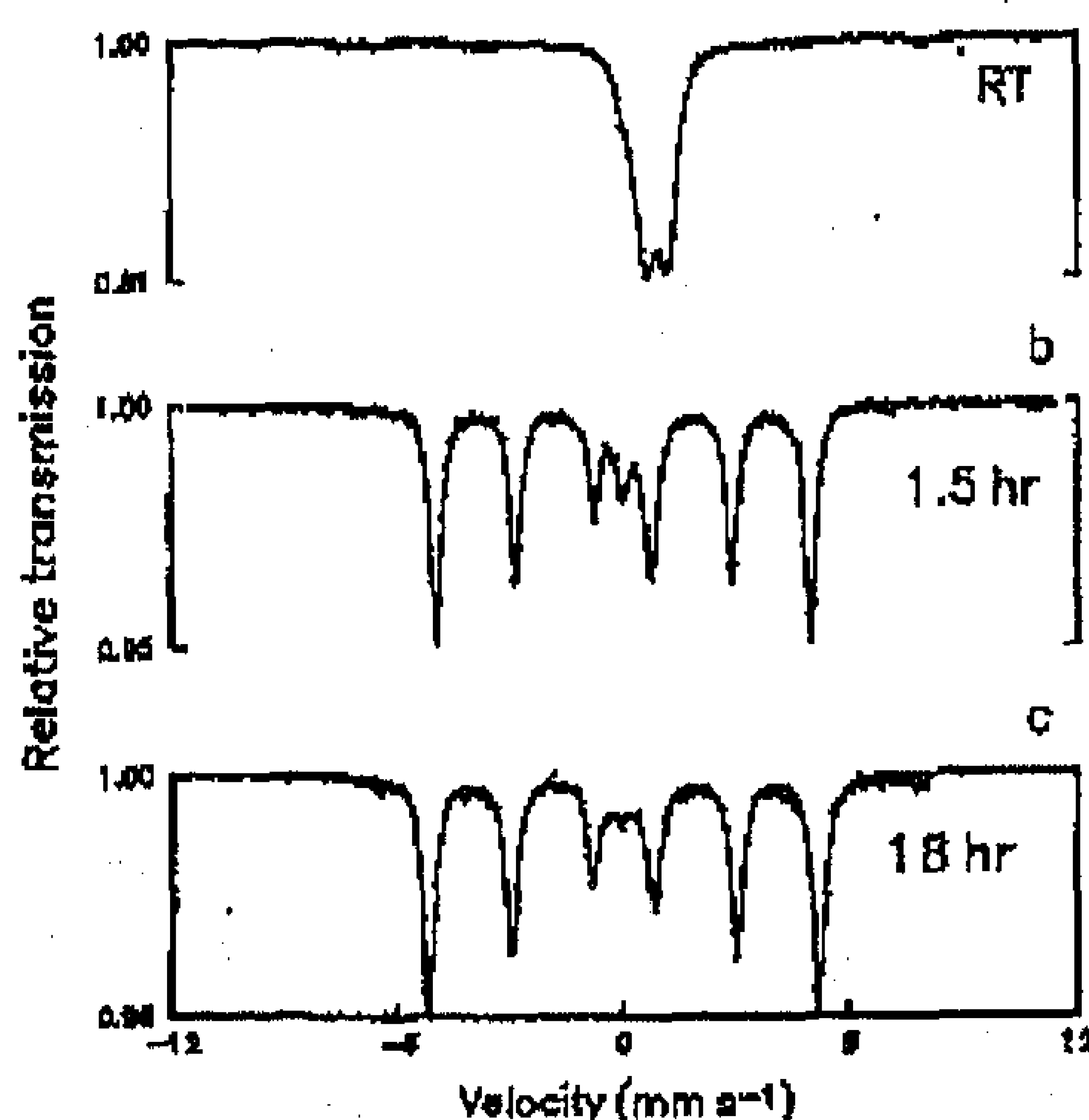


شكل (10.15)

يوضح (a) طيف الموسباور لخام الحديد

(b) بعد اختزاله بواسطة الغاز الطبيعي

(c) اختزاله بواسطة الهيدروجين



شكل (10.16)

يوضح طيف الموسباور لعينة تآكل مأخوذة من السطح، كذلك تأثير عملية الاختزال بواسطة الهيدروجين

- **مطياف الموسباور The Mossbauer Spectrometer**

يتكون مطياف الموسباور من الوحدات الهامة التالية كما هو موضح في الشكل (10.17):

1) وحدة الحركة وتتكون من:

أ) الهزاز (**Transducer**) والذي بدورة يحول الطاقة الكهربية إلى طاقة حركية، والغرض من ذلك هو تزويد العنصر المشع بحركة إلى الأمام وإلى الخلف بسرعة مناسبة (وهو ما يعرف بتأثير دوبلر).

ب) ناقل الحركة (**Driver**) والذي عن طريقه يتم التحكم في تزويد الهزاز بالسرعة المناسبة

جـ) مولد الدوال (**Function generator**) والغرض منه هو تزويد ناقل الحركة بالدالة المناسبة وفي الغالب إما أن تكون مثلثية أو جيبيه.

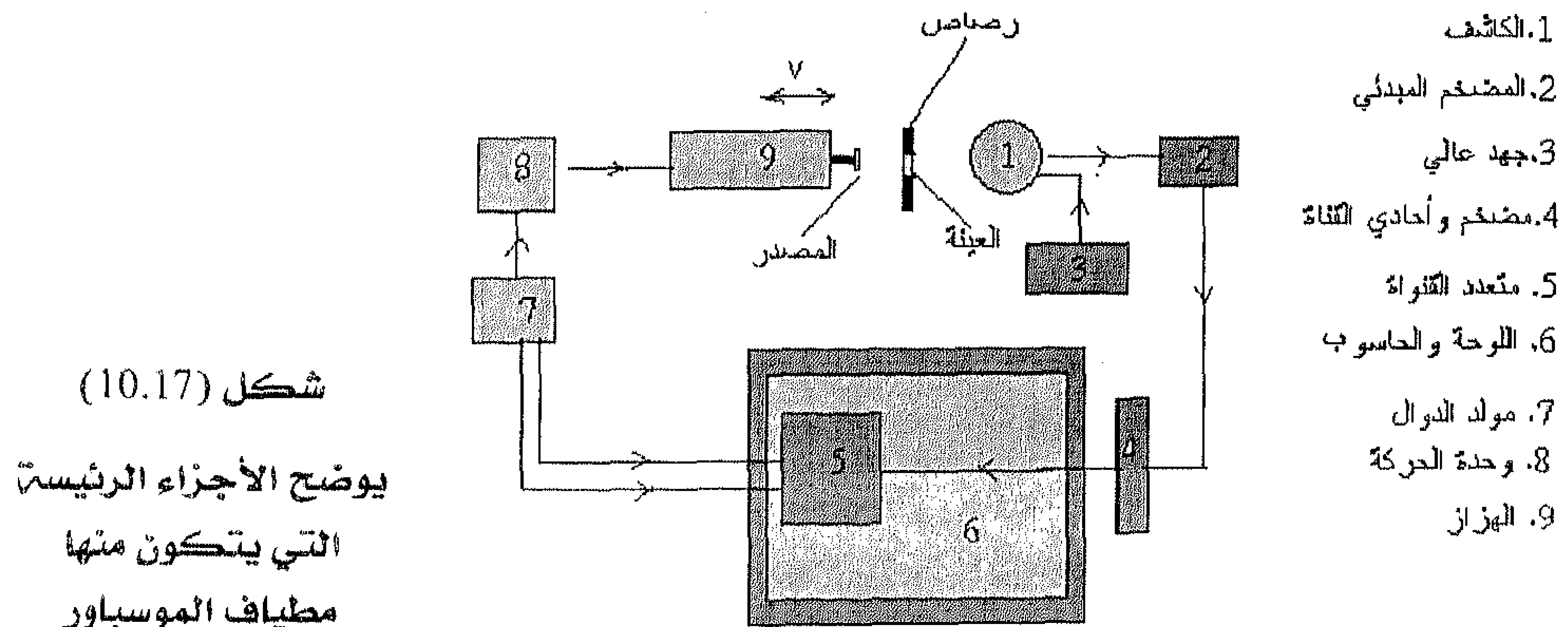
2) **وحدة استقبال الإشارة وتتكون من :**

أ) **الكاشف (Detector)** في أغلب الأحيان يستعمل الكاشف الذي يحتوي على غاز الكربتون وثاني اكسيد الكربون ($Kr-Co_2$) ويحتاج إلى جهد قدره 1800 فولت والذي خلاله يتم تأين الغاز بواسطة أشعة جاما المنبعثة من المادة الممتصة.

ب) **المكبر المبدئي (Preamplifier)** يستقبل الإشارات من الكاشف حيث يتم تكبيرها مبدئيا ثم يتم إرسالها إلى المكبر ومحلل وحيد القناة (Single channel analyzer) والذي بدوره يقوم بتكبير الإشارات واختيار المسئولة منها عن طيف الموسباور

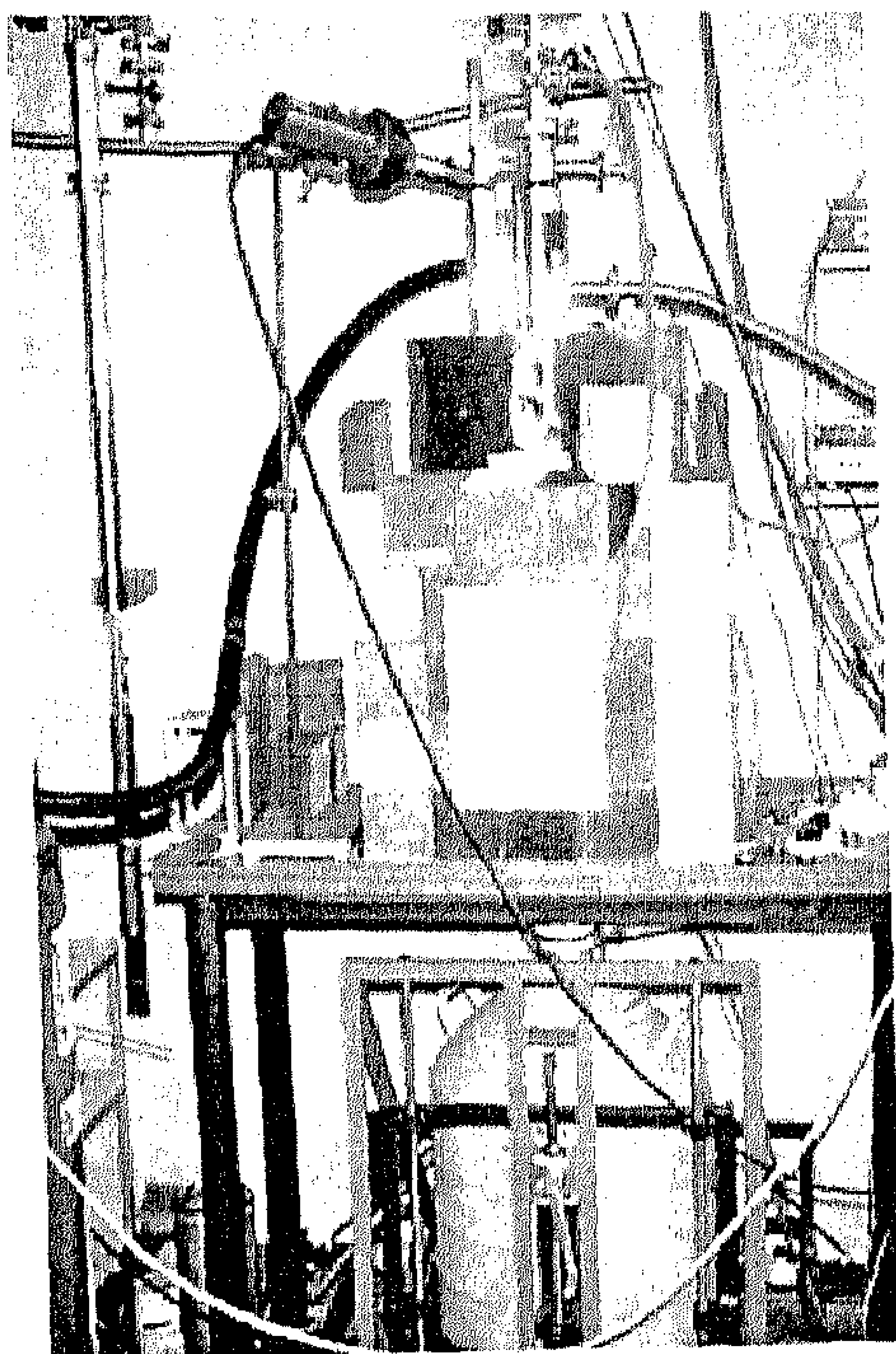
جـ) **محلل عديد القنوات (Multichannel analyzer)**: يستقبل الإشارات من المكبر حيث يتم تخزينها في قنوات خاصة بالتنسيق مع حركة الهزاز، حيث تفتح كل قناة لفترة معينة عند موضع محدد للهزاز وتكرر هذه العملية مع كل دورة للهزاز.

3) **الحسابات والتحليل**: بعد الحصول على طيف الموسباور للمادة المراد دراستها يتم نقلها من محلل عديد القنوات إلى الحاسب الآلي وذلك لتحليل الطيف بواسطة برامج خاصة ومن ثم التعرف على الأطوار الموجودة في المادة.



شكل (10.17)

يوضح الأجزاء الرئيسة التي يتكون منها مطياف الموسباور



توضح هذه الصورة الأجهزة اللازمة لدراسة ظاهرة الموسباور عند درجات حرارة منخفضة، حيث يتم تبريد كل من المصدر والمادة المراد دراستها كما هو الحال عند استخدام العنصر التنجستن المشع

جدول (10.2): يعطي المعالم (parameters) لأهم أطوار الحديد عند درجة حرارة الغرفة (295K)

المركب	الطور	(mm/s) δ	(mm/s) ΔQ	(H) T
Goethite	$\alpha - FeOOH$	0.37	0.26-	38.6
Akaganeite	$\beta - FeOOH$ δ_FeOOH	0.38 0.37 0.35	0.55 0.95 0.60	— —
Lepidocrocite	γ_FeOOH $\varepsilon - FeOOH$	0.37 0.37	0.53 0.13-	— 47.2
Wustite	FeO $Fe_{1-x}O$	0.93 0.95 0.90	0.8 0.44 0.79	— —
Magnetite	Fe_3O_4	0.26 0.67	0.02- 0.00	49.0 46.0
Hematite	$\alpha - Fe_2O_3$	0.37	0.20-	517
Maghemite	$\gamma - Fe_2O_3$	0.32	0.02	499

10.6 التحليل بالتنشيط النيتروني Neutron Activation Analysis

تعتبر تقنية التحليل بالتنشيط النيتروني كإحدى طرق التحليل النووية المهمة المتبعة والتي من خلالها يتم تحليل تركيب المواد من العناصر المكونة لها وتدخل في عدة مجالات،مثل الزراعة والطب والبيئة. وقد تم تطويرها خلال العقود الأخيرة بحيث أصبح بالإمكان تحليل عدد كبير من العناصر ذات الأهمية البالغة لجميع الكائنات الحية، والسبب في ذلك يرجع للحساسية العالية ودقة القياس التي تمتاز بها هذه التقنية. أصبح الآن بفضل هذه التقنية تقريبا بالإمكان يمكن حساب تركيز معظم عناصر الجدول الدوري ولنوعيات مختلفة من العينات إلى مدى الجزء من المليون (ug/g) بينما قد يصل لبعض العناصر إلى الجزء من البليون (ng/g)، وفي السنوات الأخيرة يحاول المختصون في هذه التقنية رفع حساسية التحليل بها لتصل إلى مدى الجزء من الترليون (tng/g) وذلك عن طريق استخدام المفاعلات النووية.

من أهم ميزات تقنية التحليل بالتنشيط النيتروني بالإضافة لصحة ودقة قياسها، فإنها سهلة الاستعمال وتحتاج إلى كميات صغيرة من المواد المراد تحليلها (بالتقريب من 0.05-0.01 جرام) وكذلك إمكانية تحليل أكثر من عنصر واحد بالعينة الواحدة وأيضا سرعة التحليل حيث تصل لبعض العناصر (مثل عنصر الفلور ^{20}F) إلى عينتين في الدقيقة الواحدة.

والآن سوف نتناول بشيء من التفصيل مبادئ تقنية التحليل بالتنشيط النيتروني وطرق التحليل المختلفة ونشير إلى بعض المجالات البحثية التي استثمرت فيها هذه التقنية.

- **مبادئ وتجهيزات التقنية**

إن فكرة التحليل بالتنشيط النيتروني بنيت على أساس قياس الأشعة المنبعثة من العناصر المشعة الموجودة في المادة المراد تحليلها وذلك بعد تعريضها لفيض من النيترونات إما من مصدر نيتروني كالمفاعل النووي أو عن طريق المولد النيتروني. أما

التفاعل النووي الذي يرتكز عليه التحليل بالتنشيط النيتروني ذلك الذي يحدث بين نواة العنصر والنيترونات المقذوفة، ونتيجة لذلك تنبعث أشعة جاما بطاقة مميزة حسب كل عنصر، حيث يعرف مثل هذا التفاعل بتفاعل (n,γ)، وبفضل التقدم الإلكتروني يمكن تحسس هذه الأشعة بفاعلية عالية عن طريق الكواشف مثل كاشف الجرمانيوم (HP-Ge detector) والتي عند توصيلها بتجهيزات إلكترونية وجهاز حاسوب يمكن تحويل كمية الإشعاع المنبعث من كل عنصر إلى أرقام يعبر عنها بالفاعلية (Activity, A).

عند استخدام التنشيط النيتروني فإنه يستلزم الأخذ في الاعتبار القوانين التي تتحكم في النمو والانحلال الأشعة بنواة العنصر أثناء عملية التنشيط. حيث العلاقة التي تربط المعاملات النووية الداخلة في التنشيط النيتروني هي:

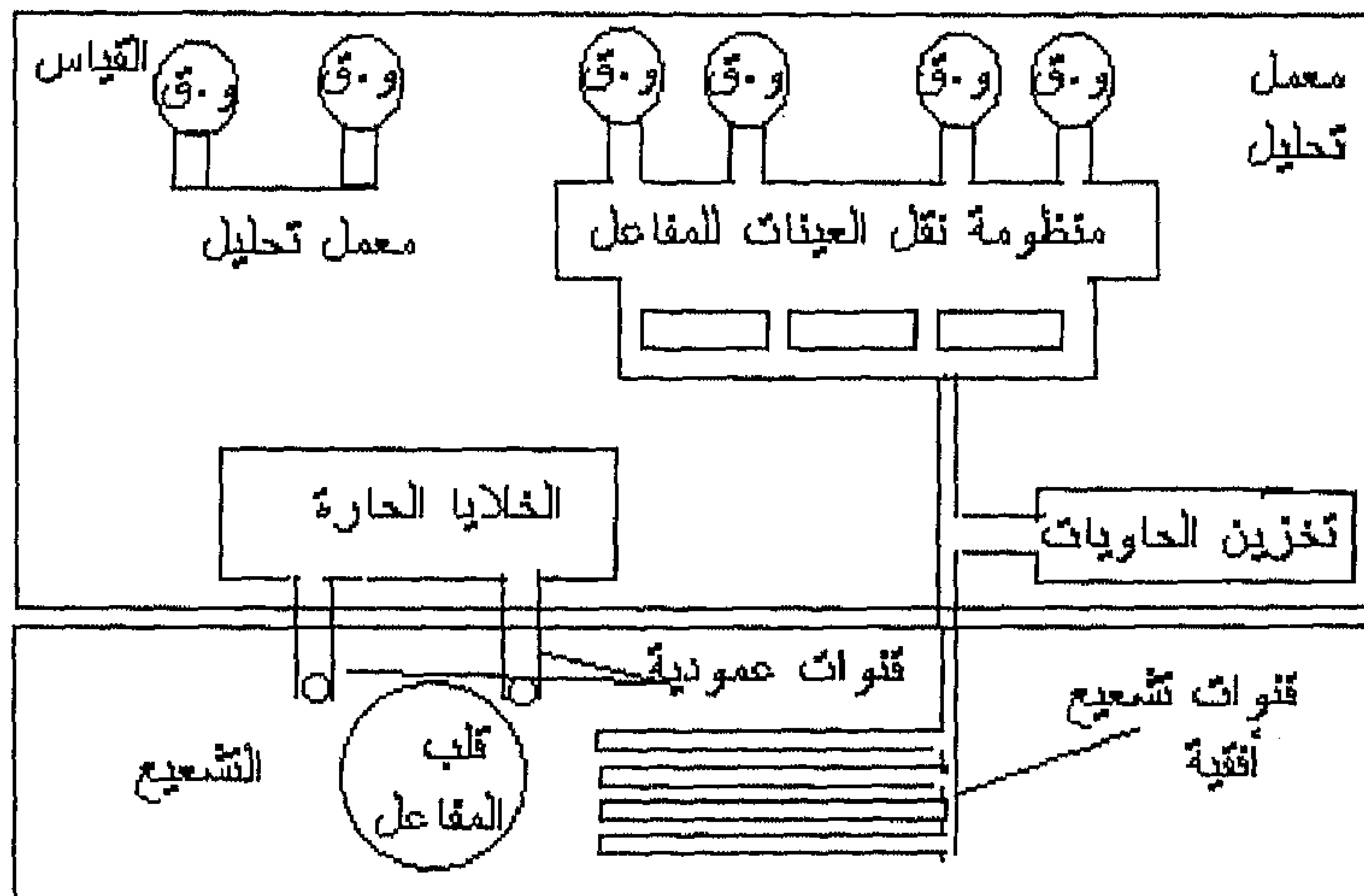
$$A = (m/M).N_A.\phi.\sigma.\theta.s.D.C.P_\gamma.\varepsilon \quad \text{..............................} \quad \mathbf{(10.26)}$$

حيث A كمية الإشعاع المقاس، وm كتلة العنصر المراد حسابه بالجرام، وM الوزن الذري للعنصر(جرام لكل مول)، و N_A عدد افوجادرو، و ϕ الفيض النيتروني، و σ المقطع العرضي لتفاعل التنشيط، و θ الوفرة الطبيعية للعنصر المراد حسابه، و S معامل التشعيع، C وD معاملات لتصحيح الانحلال لأزمنة التبريد والقياس على التوالي، P_γ احتمالية انبعاث فوتونات بطاقة جاما، و ε كفاءة تحسس كاشف القياس للأشعة المنبعثة من العينة.

يتضح من العلاقة (10.26) أن كمية الإشعاع المقاس "A" ومن ثم حساسية حساب أي عنصر أنها تعتمد على الفيض النيتروني "ϕ" وكذلك على لمقطع العرضي للتفاعل النووي "σ" وكفاءة الكاشف "ε" ولهذا يعتبر استخدام المفاعلات النووية ذات الفيض النيتروني العالي ذات ميزة عند استخدامها لغرض التحليل بالتنشيط النيتروني.

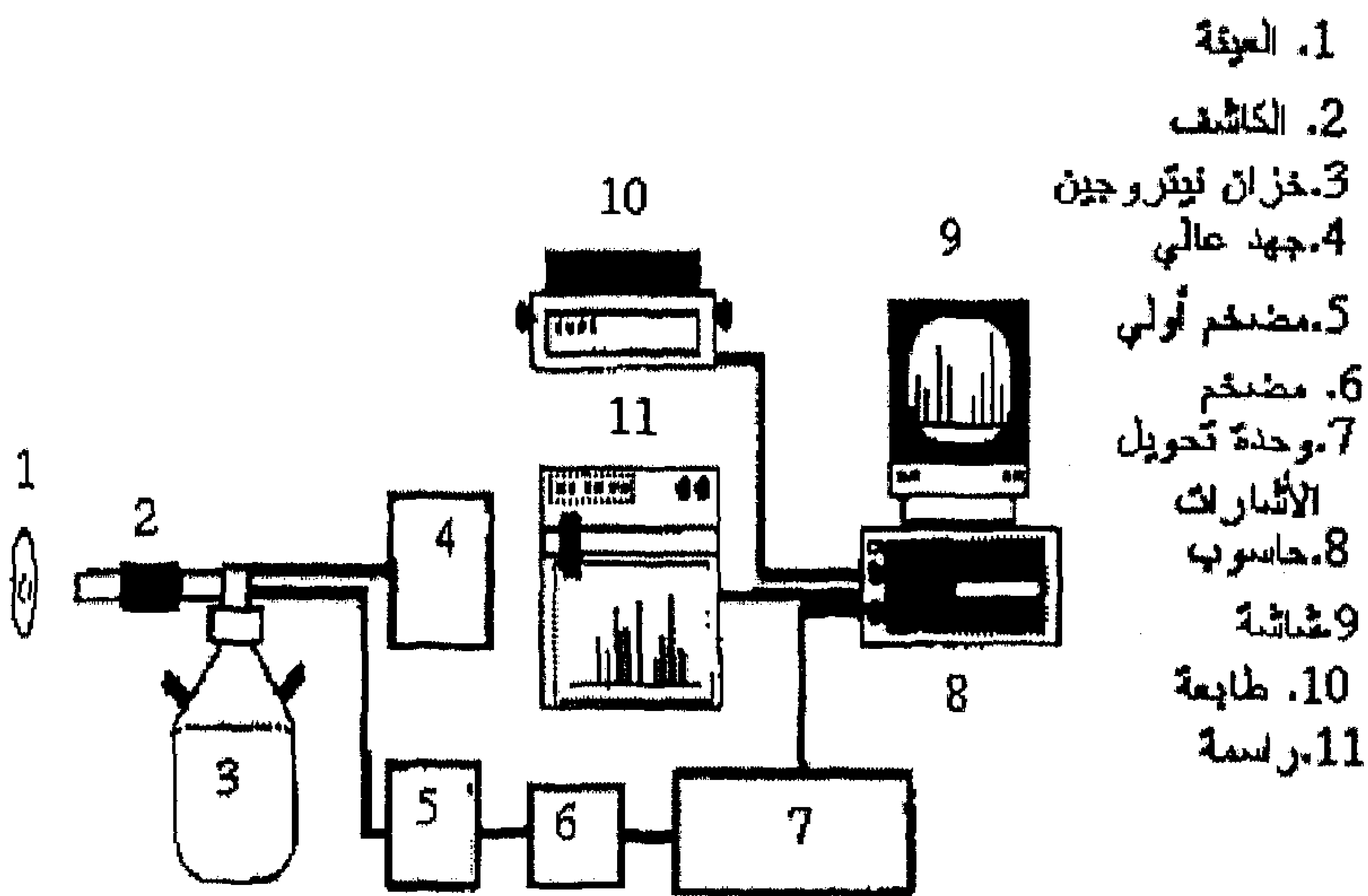
أما التجهيزات المستخدمة لغرض التحليل بالتنشيط النيتروني والمبينة في شكل (10.18) فهي تضم منظومة لنقل العينات المراد تحليلها إلى قلب المفاعل لتشعيع عن طريق قنوات التشعيع (والتي تتكون من أنابيب مصنوعة من الحديد النقي) باستخدام منظومة الهواء المضغوط ثم يتم ترجيعها للخلايا الساخنة للمعالجة الكيميائية أو مباشرة إلى معمل التحليل لقياسها باستخدام كاشف الجرمانيوم (HP-Ge detectors)، والتي تتصل بعدد من المضخمات الإلكترونية (Amplifiers) ووحدة لتحويل الإشارات الإشعاعية إلى أرقام (ADC) ومصدر تغذية عالي الجهد يصل إلى 5 كيلوفولت وجهاز حاسوب لتحليل النتائج كما هو مبين في في شكل (10.19).

شكل (10.20) يبين نموذجا لطيف جاما والذي يحتوي على خطوط جاما لعدد من العناصر الضئيلة التي تم استخلاصها عن طريق الفصل الكيميائي والتحليل بالطريقة الغير مباشرة لتحليل بالتنشيط النيتروني لمادة مرجعية من أوراق الشجر (Orchard leaves).



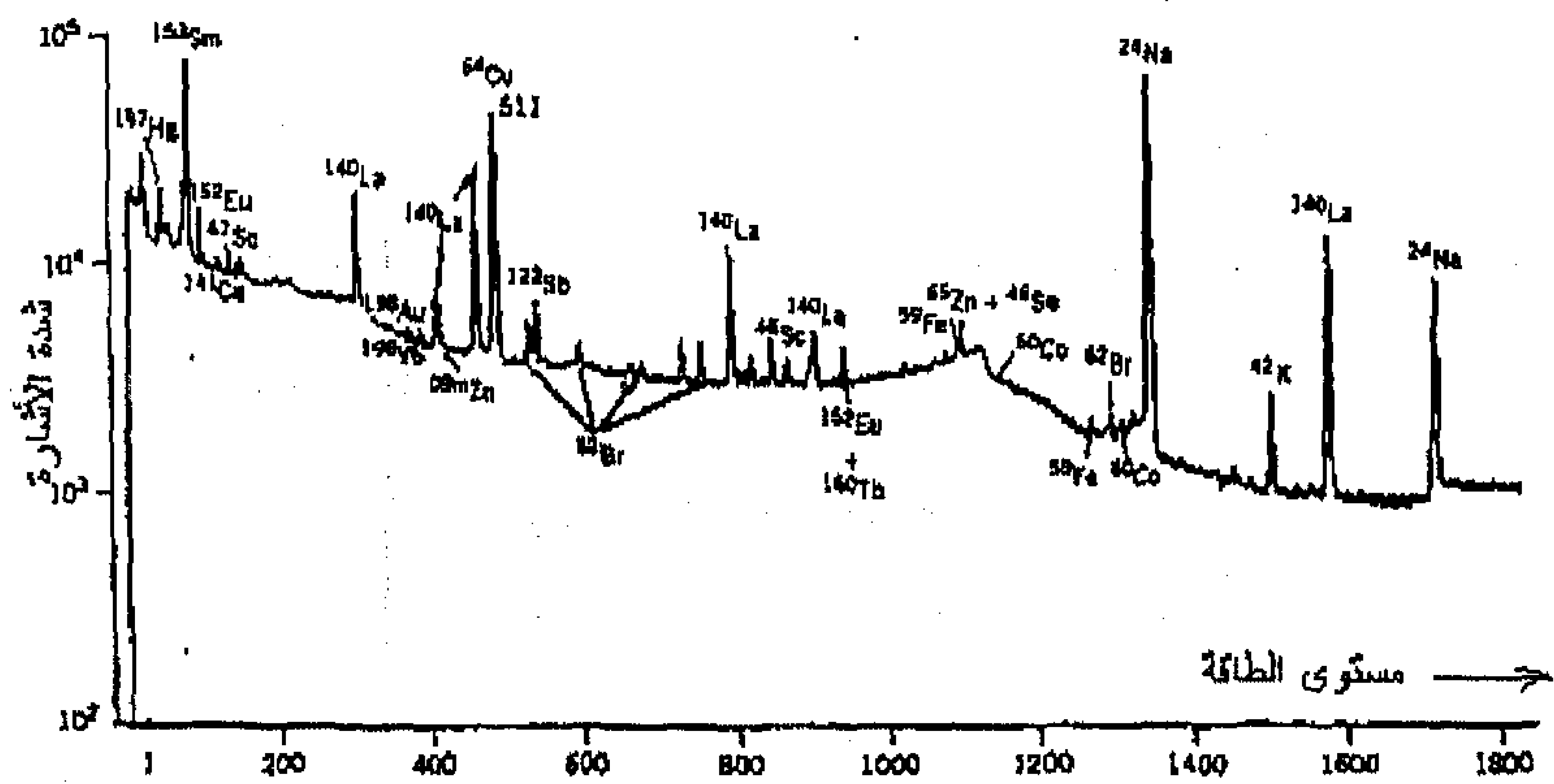
شكل (10.18)

تخطيط لتجهيزات المستخدمة في التحليل بالتنشيط النيتروني



شكل (10.19)

تجهيزات القياس في التحليل بالتنشيط النيتروني



مستوى الطاقة (KeV)

شكل (10.20)

خطوط جاما لعناصر ضئيلة

- **مصادر النيترونات لتحليل بالتنشيط النيتروني**

إن الخاصية التي يمكن بها التمييز بين نيترون وآخر هي الطاقة الحركية لنيترونات. فمثلا النيترونات التي لها طاقة حركة بين 0 و1000 إلكترون فولت تعرف بالنيترونات البطيئة (Slow neutrons) وتشمل ما يعرف بالنيترونات الباردة (Cold neutrons) والتي طاقة حركتها تساوي بالتقريب 0.002 إلكترون فولت) وهي أقل من طاقة الحركة لذرات)، ونيترونات حرارية (Thermal neutrons) والتي طاقة حركتها تساوي الطاقة الحركية لذرات (0.025 إلكترون فولت)، ونوع آخر من النيترونات تعرف بالنيترونات الفوق حرارية (Epithermal neutrons) والتي تنتج عن تبطئه النيترونات السريعة داخل المفاعل النووي وتتفاوت طاقتها ما بين 0.025- 1 إلكترون فولت (وهي أعلى من الطاقة الحركية لذرات المتواجدة بالوسط)، أما النوع الأخير من النيترونات البطيئة والتي تعرف بالنيترونات الرنينية (Resonance neutrons) والتي طاقتها تتراوح ما بين 1 و 100 إلكترون فولت.

يعرف الصنف الثاني من النيترونات بالنيترونات السريعة (Fast neutrons) والتي طاقة حركتها تقع ما بين 0.5 -15 ميجا إلكترون فولت ويتم إنتاجها عن طريق المولدات النيترونية. نوع آخر من النيترونات تعرف بالنيترونات السريعة جدا (Ultra fast neutrons) والتي طاقتها تصل إلى أعلى من 50 ميجا إلكترون فولت ومصدر هذه النيترونات هو المعجلات. هذا الطيف من النيترونات (عدا السريعة جدا) تكون متواجدة في قلب المفاعل النووي ومصدرها الرئيس هو الانشطار النووي لليورانيوم والتفاعلات النووية المصاحبة. تعتبر النيترونات الحرارية والفوق حرارية مهمة في التحليل بالتنشيط النيتروني الاعتيادي لعدد كبير من العناصر بالمفاعل النووي وباستخدام التفاعل (n,γ). أما النيترونات السريعة والتي تصل طاقتها إلى 14 ميجا إلكترون فولت يكون مصدرها المولد النيتروني وتستخدم في تحليل العناصر ذات الرقم الكتلة الصغير أقل من 40 مثل النيتروجين والأكسجين والفلور والفسفور.

● **خطوات التحليل بالتنشيط النيتروني**

لكي تكون نتائج التحليل ذات جدوى عالية فإنه يجب إخضاع معمل التحليل إلى ضوابط معينة وذلك لتحكم في مصادر الخطأ والتي تشمل (1) أخطاء إحصائية (Statistical Errors) والتي تنتج عن عدم دقة وزن العينة والمعيار والتفاوت في زمن التشعيع والتبريد (2) النوع الثاني من الأخطاء يكون مصدره التجهيزات المستخدمة في التشعيع والقياس (Systematic Errors)، مثل التذبذب في الفيض النيتروني وجهد المفاعل والزمن الغير محسوب في القياس (Dead-time) واحتمالية فقدان جزء من العناصر أثناء التحليل إذا ما استلزم الأمر تطبيق الفصل الكيميائي. مثل هذه الأخطاء يمكن تصحيحها بمعاملات رياضية (3) المصدر الثالث للأخطاء في صحة القياس ودقته ناتجٌ عن تلوث العينة خلال مراحل تحليلها (أثناء جمع العينات وتحضيرها لتشعيع ومن قبل الحاويات وأثناء جمع وتخزين وتشعيع العينات وطريقة حفظ العينات وهواء معمل التحليل والمحللين أنفسهم). من الممكن أن تكون نتيجة التحليل عالية الدقة ولكن غير صحيحة إذا ما كانت العينة عرضة لتلوث، لذلك أن تخضع مراحل التحليل لمراقبة دقيقة وأن يكون معمل تحضير العينات لتحليل بالتنشيط النيتروني ذا تصميم خاص حتى يكون بالإمكان التحكم في مشكلة التلوث. يمكن اختبار صحة النتائج بتحليل عينات تم تحضيرها تحت نفس الظروف بتقنيات أخرى وبتحليل عينات معيارية مرجعية مثل التي تنشرها الوكالة الدولية للطاقة الذرية.

والآن نتطرق إلى الخطوات المتبعة في التحليل بالتنشيط النيتروني والتي تنطبق على جميع أنواعه عدا التحليل الفوري ويتضمن الخطوات التالية:

أ) دراسة جدوى التحليل بالتنشيط النيتروني:

ويشمل معرفة التفاعلات النووية المحتملة لهذه العناصر والمعاملات الفيزيائية

المصاحبة مثل المقطع العرضي لتفاعل التنشيط ،وفترة نصف العمر ومن ثم تحديد كمية المادة اللازم تشعيعها وفترة التشعيع وفترة التبريد وكذلك زمن قياس العينة.

ب) تحضير العينة:

انتقاء حاويات ملائمة للعينات لغرض الجمع والتخزين والتشعيع (ويفضل تلك المصنوعة من الألمنيوم النقي، أو السيليكا، أو البولي إتلين) ثم تصنف ويتم وزنها بدقة.

ج) التشعيع:

يتم تشعيع العينات والمواد القياسية المرجعية تحت نفس الظروف ونفس الفيض النيتروني قدر الإمكان.

د) الفصل الكيميائي:

عندما يكون القياس المباشر غير ممكن ،فإنه يجب إذابة العينة كيميائيا ثم يتم تنقيتها باستخدام طريقة الفصل الكيميائي الملائمة.

و) القياس :

يتم قياس إشعاعية العينات والمواد القياسية(المعايير) باستخدام كاشف الجرمانيوم عالي النقاوة وبمقارنة الإشعاع المنبعث من عناصر العينة والمعايير،يمكن حساب تركيز العناصر بالعينة (X) باستخدام العلاقة:

$$\frac{\text{إشعاعية العنصر (x) بالعينة}}{\text{إشعاعية العنصر (X) بالمعير}} = \frac{\text{كتلة العنصر (X) في العينة}}{\text{كتلة العنصر (X) في المعيار}} \qquad \ldots\ldots\ldots (10.27)$$

تعرف طريقة التحليل هذه بالطريقة النسبية (relative method). يمكن تحضير المواد المعيارية (لعنصر واحد أو مجموعة من العناصر) في المعمل أو باستخدام مواد مرجعية يتم تحضيرها من قبل إحدى الجهات أو المعامل المتخصصة مثل المراكز الوطنية

للمعايير أو الوكالة الدولية لطاقة الذرية. الجدول التالي يبين عدد من المواد المرجعية المتوفرة لدى الوكالة الدولية للطاقة الذرية.

جدول (10.3): يوضح بعض المواد المعيرة المرجعية المتوفرة لدى الوكالة الدولية للطاقة الذرية

الرقم الإشاري	نوعية المرجع	المكونات
V-SMOW	ماء	$^{2}H/^{1}H, ^{18}O/^{16}O$
SLAP	ماء	$^{2}H/^{1}H, ^{18}O/^{16}O$
W-4	ماء عذب	17 عنصر ضئيل
	ترسبات على ورقة	13 عنصر ضئيل
Air- 3 /31	تربة	$^{239}Pu, ^{276}Ra, ^{137}Cs, ^{90}Sr$
Soil–6	تربة	28 عنصر ضئيل
Soil–7	رسوبية بحيرة ماء عذب	28 عنصر ضئيل
SL–1	رسوبية بحيرة ماء عذب	$^{40}K, ^{276}Ra, ^{137}Cs$
SL–2	حليب مجفف	12 عنصر ضئيل
A–11	حليب مجفف	$Ca, K, Na, ^{137}Cs, ^{90}Sr$
A–14	عظم حيوان	$^{90}Sr, ^{276}Ra$
A–12	دم حيوان مجفف	10 عنصر ضئيل
A–13	دقيق	11 عنصر ضئيل
V–8	عشب مطحون	27 عنصر ضئيل
V–10	عضلة حيوان	14عنصر ضئيل
H–4	عظمة حيوان	12 عنصر ضئيل
H–5	خليط غذاء بشري	مجموعة عناصر
H–9	ورقة ترشيح بها هواء جوي	$^{60}Co, ^{133}Ba, ^{137}Cs, ^{90}Sr, ^{210}Pb$
IAEA-083	مصطنع	

يجب الأخذ في الاعتبار أن يكون المعيار له نفس الخواص الفيزيائية للمادة المراد تحليلها (فمثلا إذا كان المراد حساب تركيز عناصر بعينة جيولوجية فيجب أن تكون عناصر المعيار محملة بمادة جيولوجية) حتى تكون درجة تداخل النيترونات بالعينة والمعيار متساوية.

من المهم عند استخدام التحليل بالتنشيط النيتروني اختيار الظروف القياسية لتحليل (أي إجراء تجارب أولية) والمتمثلة في زمن التشعيع والتبريد(زمن انحلال العنصر بعد نهاية التشعيع والقياس) وزمن القياس. وباستخدام ثلاثة أزمنة مختلفة لتشعيع يمكن تحليل تقريبا أكثر من 40 عنصر وهذه مصنفة كالآتي:

أ) تشعيع وتبريد لفترة قصيرة (عدة دقائق): Al، Ca، Cl، Cu، Dy، I، In،Mg، Mn، Sr، Ti، V

ب) تشعيع لفترة زمنية متوسطة تقريبا ساعة واحدة) وتبريد لفترة يوم واحد:W، Sm، Sb، Na، La، K، Ga، Eu، Cu، Br، Au،AS .

ج) تشعيع لفترة زمنية طويلة (عدة أيام) وتبريد لفترة أسبوع أو أطول: Ag، Ba، Ce، Co، Cr، Cs، EU، Fe، Hf، Hg، Lu، Ni، Rb، Sb، Sc، Se، Ta، Tb، Th، Yb، Zn .

- **أنواع التحليل بالتنشيط النيتروني**

يعتمد نوع التحليل على الهدف منه فإذا كان مجرد التعرف على العناصر المجهولة بالعينة (أي التحليل النوعيQualitative analysis)، بنهاية التشعيع يمكن تمييز العناصر المجهولة بالطرق الفيزيائية والمتمثلة في حساب فترة نصف العمر للعناصر المشعة ($t_{1/2}$) وطاقة أشعة جاما المنبعثة من عناصر العينة ومقارنتها بتلك المتوفرة بالتقارير والكتب المرجعية (Atlases of standard gama spectra). أما إذا كانت الغاية من التحليل هو

التعرف على عناصر العينة وحساب تركيزها (أي تحليل كمي Quantitative analysis)، فهذا يتطلب إلى استعمال معيار حاوي على العنصر أو عدد من العناصر معلومة التركيز وتشعيعة تحت نفس الظروف التي يتم فيها تشعيع العينة وهنا يجب أخذ الحيطة في عدم تلوث العينة والمعيار أثناء عمليات الوزن والتحضير لتشعيع ومن ثم القياس وحساب تركيز العناصر الموجودة بالعينة كما تم توضيحه سالفا.

التحليل المباشر:

يعتبر التحليل المباشر (Instrumental Neutron Activation Analysis) الطريقة السهلة والأكثر استعمالا في التحليل بالتنشيط النيتروني وخاصة بالدراسات المتعلقة بالعينات الزراعية والبيئة (التربة ومكونات النباتات والمبيدات الحشرية والأسمدة والغبار الجوي والحفريات وبقايا المحروقات) وذلك لأن احتمالية التنشيط بالتشعيع للمكونات الرئيسة لمثل هذه المواد (الكربون والهيدروجين والأكسجين والنيتروجين) وخاصة بالمفاعل النووي تكاد تكون ضعيفة وبالتالي لا تسبب أي تداخل في تحليل العناصر الضئيلة بالعينة. وكذلك فإن كميات صغيرة (0.01 جرام) من المواد المراد تحليلها تكون كافية لإجراء التحليل، وعادة في هذا النوع من التحليل لا نحتاج إلى الفصل الكيميائي. أيضا بالإمكان تحليل عدد كبير من العناصر ذات النصف العمر القصير (ثواني-ساعات) وذلك باستخدام التحليل المباشر ويكـون ذات ميزة إذا كان بالإمكـان تشغيـل منظومة التشعيع والقيـاس دوريا (cyclic activation counting). الجدير بالتوضيح هنا إنه بالإمكان حساب تركيز العناصر المجهولة بالعينة كميا إما باستخدام الطريقة النسبية التي تم الإشارة إليها سابقا أو باستخدام الطريقة الشبه نسبية والتي يتم فيها تشعيع عنصر معلوم التركيز ويعرف بالمقارن (semi-relative "comparator" method) كبديل للمعيار في الطريقة النسبية.

يستلزم التحليل بالطريقة الشبه نسبية إجراء تجارب معملية مسبقة لحساب المعامل

لكل عنصر والذي يعرف بمعامل -K (K-factor) وذلك بتشعيع عدد من العناصر المقارنة (عادة تكون في صورة رقائق أو خيوط صغيرة الحجم، وعالية النقاوة (99.9٪) ومعايير لعناصر معلومة التركيز تحت نفس الظروف من الفيض النيتروني والقياس. يمكن حساب معاملات K من العلاقة التالية:

$$K = \frac{a}{a^*} = \frac{M^*.P_\gamma.\varepsilon.\theta.\phi.\sigma}{M.P_\gamma^*.\varepsilon.\theta^*.\phi^*.\sigma^*} \quad \text{(10.28)}$$

حيث (a) و (*a) يمثلان لإشعاعية (فاعلية) العنصر المجهول والمقارن على التوالي، أما بقية الرموز بالعلاقة (10.28) فإن لها نفس مدلول رموز العلاقة (10.27).

إذا ما توفرت معاملات حول K لجميع العناصر المراد تحليلها فإنه يمكن أن نبني الطريقة الشبه نسبية في التحاليل الروتينية بدقة وبسرعة على شرط أن تبقى معاملات العلاقة (10.28) ثابتة.

التحليل غير المباشر:

يستلزم التحليل غير المباشر (Radiochemical Neutron Activation Analysis) إجراء الفصل الكيميائي للعنصر أو مجموعة العناصر المراد تحليلها. وهذا يتضمن مباشرة بعد عملية التشعيع إضافة كمية معلومة من العناصر المراد تحليلها بالعينة (حوامل، carrier) وإذابتها بالأحماض الغير عضوية ومن ثم تطبيق طريقة الفصل الكيميائي. إن طريقة الفصل الكيميائي المعروفة بالكيمياء التحليلية مثل الترسيب والاستخلاص بالمبيدات العضوية والفصل الكروموتغرافي والتبادل الأيوني والتبخير، عادة ما تطبق (مع بعض التوير) لفصل العناصر المشعة المراد حساب تركيزها. بالإمكان تصميم منظومات للفصل الكيميائي وتشغيلها آليا مما يساعد في تحليل عدد كبير من العينات في وقت قصير.

يستخدم في العادة التحليل الغير مباشر في حالة استحالة التحليل المباشر إما

بسبب تداخل خطوط جاما للعناصر المراد حساب تركيزها بالعينة أو أن عدد من العناصر الغير مهمة بالتحليل تكون متواجدة بالعينة وبتراكيز عالية (مثل الصوديوم والكلور) الأمر الذي يجعل حساب تراكيز العناصر الضئيلة مهمة صعبة حيث مثل هذه المشاكل عادة ما تواجه في تحليل العينات البيولوجية والمواد السائلة. أما عيوب التحليل الغير مباشر فإنه يستغرق وقتًا طويلًا وكذلك تعرض المحلل لجرعات إشعاعية أثناء التحليل. ولكن مثل هذه العيوب قد تم تدليلها بعدد كبير من الدراسات البحثية التي تم نشرها والمتعلقة بإيجاد طرق مستحدثه للفصل الكيميائي يستهدف بها التحليل بالتنشيط النيتروني حيث أصبح بالإمكان استخلاص العناصر المستهدفة بالتحليل قبل عملية التشعيع، مثل استخدام عملية الترسيب أو التبادل الأيوني وفي زمن قصير.

عن طريق التحليل الغير مباشر يتم قياس العناصر المشعة وحساب تركيزها باستخدام الطريقة النسبية كما سلف ذكره.

- **التحليل الفوري**

يعتمد التحليل الفوري (prompt gama-ray neutron activation analysis) على قذف العينة بفيض من النيترونات الحرارية ذات الطاقة العالية وفور حدوث التفاعل النووي بين ذرات عناصر العينة والنيترونات [تفاعل (n,γ)] تنطلق أشعة جاما وبطاقة مميزة لكل عنصر والتي يمكن قياسها باستخدام كواشف الجرمانيوم عالية الحساسية ومن ثم يمكن حساب تركيز العناصر في العينة.

عن طريق تجهيزات التحليل الفوري يمكن استخدام النيترونات المتواجدة بقلب المفاعل مباشرة حيث يكون الفيض النيتروني عالي أو بتوجيه النيترونات عبر أنبوب (collimator) خارج قلب المفاعل بمقطع عرضي يصل إلى 5سم خلال العينة وهنا تكون قيمة الفيض النيتروني أقل من قيمته بقلب المفاعل، إلا أن التجهيز الخارجي

يكون أفضل بسبب سهولة التعامل مع العينة وقصر المسافة بين العينة والكاشف مما يساعد في قياس أشعة جاما بحساسية عالية.

بالإمكان استخدام مصدر نيتروني خارجي، كمولدات النيترونات أو العناصر المشعة وهذه مفيدة في حالة التحليل الفوري للعناصر خارج المنشأة النووية مثل حقول الاستكشاف الجيولوجية والمصانع والبحث الجنائي وغيرها.

إن بعض العناصر عند قذفها بالنيترونات تنتج نظائر غير مشعة، كمثال على ذلك التفاعلات $^{198}Hg(n,\gamma)^{199}Hg, {}^{1}H(n,\gamma)\,{}^{2}D, {}^{113}Cd(n,\gamma)^{114}Cd$ وبالتالي يستحيل حساب تراكيز هذه العناصر باستخدام التحليل بالتنشيط النيتروني الاعتيادي، كذلك توجد بعض العناصر مثل البورن (^{10}B) غير ممكن تحليلها بالطرق التحليلية التقليدية وفي مثل هذه الحالات يستلزم تطبيق التحليل الفوري. هناك تقريبا 79 عنصرا يمكن حساب تركيزها بالتحليل الفوري وبحساسية متفاوتة وهذه مصنفة بالجدول السابق.

تعتبر طريقة التحليل الفوري طريقة مكملة ومدعمة للتحليل بالتنشيط النيتروني الاعتيادي من حيث إنها طريقة غير هدامة وفورية النتائج ولها إمكانية تحليل عينات كبيرة الحجم ونتائجها عالية الصحة والدقة خاصة في تحليل العناصر ذات نصف العمر القصير.

إن التحليل الفوري متوفر حاليا بعدد محدود من الدول المالكة لمفاعلات نووية إلا إنه يتم تطبيقه في عدد من المجالات مثل الزراعة والصناعة والآثار والبيئة وعلوم الأرض والاستكشافات المعدنية والبترولية والطب النووي.

الملاحق

ملحق (A) خاص بخواص الأنوية

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم البارتي	العمر النصفي
0	neutron	n		1	1.008665	½ +	10.8min
1	Hydrogen	H	1.0079	1	1.007825	½ +	
	Deuterium	D		2	2.014102	1 +	
	Tritium	T		3	3.016050	½ +	12.26y
2	Helium	He	4.0026	3	3.016030	½ +	
				4	4.002603	0 +	
				6	6.018892	0 +	0.81sec
3	Lithium	Li	6.939	6	6.015125	1 +	
				7	7.016004	3/2 +	
				8	8.022487	2 +	0.85sec
4	Beryllium	Be	9.0122	7	7.016929	3/2 -	53d
				9	9.012186	3/2 -	
				10	10.013534	0 +	$2.7x10^6 y$
5	Boron	B	10.811	10	10.012939	3 +	
				11	11.009305	3/2 -	
				12	12.014353	1 +	0.020s
6	Carbon	C	12.01115	10	10.016810	0 +	19 s
				11	11.011431	3/2 -	20.5min
				12	12.000000	0 +	
				13	13.003354	½ +	
				14	14.003242	0 +	5730Y
				15	15.010599	½ +	2.25 sec

العمر النصفي	البرم الباريتي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
0.011 sec	1 +	12.018641	12	14.0067	N	Nitrogen	7
9.96 sec	½ -	13.005738	13				
	1 +	14.003074	14				
	½ -	15.000108	15				
7.35 sec	2 -	16.006103	16				
4.14 sec		17.008450	17				
71 sec	0 +	14.008597	14	15.9994	O	Oxygen	8
124 sec	½ +	15.003070	15				
	0 +	15.994915	16				
	5/2 +	16.999133	17	15.9994	O	Oxygen	8
	0 +	17.999160	18				
29 sec	5/2 +	19.003578	19				
66 sec		17.002096	17	18.9984	F	Fluorine	9
110 min	1 +	18.000936	18				
	1/2 +	18.998405	19				
11 sec		19.999987	20				
4.4 sec		20.999951	21				
1.46 sec	0 +	18.005710	18	20.183	Ne	Neon	10
18 sec	1/2 +	19.001881	19				
	0 +	19.992440	20				
	1/2 +	20.993849	21				
	0 +	21.991385	22				
38 sec		22.994473	23				
23 sec	3/2 +	20.997654	21	22.9898	Na	Sodium	11
2.58Y	3 +	21.994437	22				

العمر النصفي	البرم البارتي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
	3/2 +	22.989771	23				
15.0 h	4 +	23.990963	24				
12 sec	3/2 +	22.994125	23	24.312	Mg	Magnesium	12
	0 +	23.985042	24				
	5/2 +	24.986809	25				
	0 +	25.982593	26				
9.5min	1/2 +	26.984344	27				
$4x10^5 Y$	5 +	25.986892	26	26.9815	Al	Aluminum	13
	5/2 +	26.981539	27				
2.3 min		27.981905	28				
	0 +	27.976929	28	28.086	Si	Silicon	14
	1/2 +	28.976496	29				
	0 +	29.973763	30				
2.62h	3/2 +	30.975349	31				
700Y	0 +	31.974020	32				
2.5 min	1 +	29.978317	30	30.9738	P	Phosphor.	15
	1/2 +	30.937765	31				
14.3d	1 +	31.973909	32	30.9738	P	Phosphor	15
25d		32.971728	33				
	0 +	31.972074	32	32.064	S	Sulfur	16
	3/2 +	32.971462	33				
	0 +	33.967865	34				
86.7d	3/2 +	34.969031	35				
	0 +	35.967089	36				
	3/2 +	34ز968851	35	35.453	Cl	Chlorine	17

العمر النصفي	البرم الباريتي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
$3x10^5\,y$	2 +	35.968309	36				
	3/2 +	36.965898	37				
	0 +	35.967544	36	39.948	Ar	Argon	18
35.1d	3/2 +	36.966772	37				
	0 +	37.962728	38				
270y	7/2 -	38.964317	39				
	0 +	39.962384	40				
33y	0 +	41.963048	42				
	3/2 +	38.963710	39	39.102	K	Potassium	19
$1.3x10^9\,y$	4 -	39.964000	40				
	3/2 +	40.961832	41				
	0 +	39.962589	40	40.08	Ca	Calcium	20
$7.7x10^4\,y$	7/2 -	40.962275	41				
	0 +	41.958625	42				
	7/2 -	42.958780	43				
	0 +	43.955492	44				
	0 +	45.953689	46				
	0 +	47.952531	48				
					Sc	Scandium	21
0.55 sec	0 +	47.952531	41	44.956			
	7/2 +	44.955920	45				
47y	0 +	43.959572	44	47.90	Ti	Titanium	22
	0 +	45.952632	46				
	0 +	45.952632	46	47.90	Ti	Titanium	22

العمر النصفي	البرم الباركي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
	5/2 -	46.951768	47				
	0 +	47.947950	48				
	7/2 -	48.947870	49				
	0 +	49.944786	50				
16.1d		47.952259	48	50.942	V	Vanadium	23
$6x10^{15} y$	6 +	49.947164	50				
	7/2 -	50.943961	51				
23h	0 +	47.953762	48	51.996	Cr	Chromium	24
	0 +	49.946054	50				
	0 +	51.940513	52				
	3/2 -	52.940653	53				
	0 +	53.938882	54				
303d	3 +	53.940362	54	54.9380	Mn	Manganese	25
	5/2 -	54.938050	55				
	0 +	53.939616	54	55.847	Fe	Iron	26
	3/2 -	54.938299	55				
	0 +	55.939395	56				
	1/2 -	56.935398	57				
	0 +	57.933282	58				
$10^{5} y$	0 +	59.933964	60				
	7/2 -	58.933189	59	58.9332	Co	Cobalt	27
5.24y	5 +	59.933813	60				
	0 +	57.935342	58	58.71	Ni	Nickel	28
$8x10^{4} y$	3/2 -	58.934342	59				
	0 +	59.930787	60				

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم الباريتي	العمر النصفي
				61	60.931056	3/2 -	
28	Nickel	Ni	58.71	63	62.929664		92y
				64	927958ز63	0 +	
29	Copper	Cu	63.54	63	62.929592	3/2 -	
				65	64.927786	3/2 -	
30	Zinc	Zn	65.37	64	63.929145	0 +	
				66	65.926052	0 +	
				67	66.927145	5/2 -	
				68	67.924857	0 +	
				70	69.925334	0 +	
31	Gallium	Ga	69.72	69	68.925574	3/2 -	
				71	70.924706	3/2 -	
32	Germanium	Ge	72.59	70	69.924252	0 +	
				72	71.922082	0 +	
				73	72.923462	9/2 +	
				74	73.921181	0 +	
				76	75.921405	0 +	
33	Arsenic	As	74.9216	75	74.921596	3/2 -	
34	Selenium	Se	96ز78	74	922476ز73	0 +	
				76	75.919207	0 +	
				77	76.919911	1/2 +	
				78	77.917314	0 +	
				79	78.918494	7/2 +	$7x10^4 y$
				80	79.916527	0 +	
				82	81.916707	0 +	

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم البارتي	العمر النصفي
35	Bromine	Br	79.909	79	78.918329	3/2 -	
				81	80.916292	3/2 -	
36	Krypton	Kr	83.80	78	77.920403	0 +	
				80	79.916380	0 +	
				81	80.916610	7/2 +	$2.1x10^5 y$
				82	81.913482	0 +	
				83	82.914131	9/2 +	
				84	83.911503	0 +	
36	Krypton	Kr		85	84.912523	9/2 +	$10.76y$
				86	85.910616	0 +	
37	Rubidium	Rb	85.47	85	84.911800	5/2 -	
				87	86.909186	3/2 -	$5.2x10^{10} y$
38	Strontium	Sr	87.62	84	83.913430	0 +	
				86	85.909285	0 +	
				87	86.908892	9/2 +	
				88	87.905641	0 +	
				90	89.907747	0 +	28.8y
39	Yttrium	Y	88.905	89	88.905872	½ -	
40	Zirconium	Zr	91.22	90	89.904700	0 +	
				91	90.905642	5/2 +	
				92	91.905031	0 +	
				93	92.906313	5/2 +	$9.5x10^5 y$
				94	93.906313	0 +	
				96	95.908286	0 +	

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم البارتي	العمر النصفي
41	Niobium	Nb	92.906	91	90.906860		طويل
				92	91.907211		$10^7 y$
				93	92.906382	9/2 +	
				94	93.907303	6 +	$2x10^4 y$
42	Molybdenum	Mo	95.94	92	91.906810	0 +	
				93	92.906830		$10^4 y$
				94	93.905090	0 +	
				95	94.905839	5/2 ؟	
				96	95.904674	0 +	
				97	96.906021	5/2 ؟	
				98	97.905409	0 +	
				100	99.907475	0 +	
43	Technetium	Tc		97	96.906340		$2.6x10^6 y$
				98	97.907110		$1.5x10^6 y$
				99	98.906249	9/2 +	$2.1x10^5 y$
44	Ruthenium	Ru	101.07	96	95.907589	0 +	
				98	97.905289	0 +	
44	Ruthenium	Ru	101.07	99	98.905936	5/2 +	
				100	99.904218	0 +	
				101	100.905577	5/2 +	
				102	101.904348	0 +	
				104	103.905430	0 +	
45	Rhodium	Rh	102.905	103	102.905511	1/2 -	
46	Palladium	Pd	106.4	102	101.905609	0 +	

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم الباريتي	العمر النصفي
				104	103.904011	0 +	
				105	104.905064	5/2 +	
				106	105.903479	0 +	
				107	106.905132		$7x10^6$ y
				108	107.903891	0 +	
				110	109.905164	0 +	
47	Silver	Ag	107.870	107	106.905094	1/2 -	
				109	208.904756	1/2 -	
48	Cadmium	Cd	112.40	106	105.906463	0 +	
				108	107.904187	0 +	
				109	108.904928	5/2 +	453d
				110	109.903012	0 +	
				111	110.904188	1/2 +	
				112	111.902762	0 +	
				113	112.904408	1/2 +	
				114	113.903360	0 +	
				116	115.904762	0 +	
49	Indium	In	114.82	113	112.904089	9/2 +	
				115	114.903871	9/2 +	
50	Tin	Sn	118.69	112	111.904835	0 +	
				114	113.902773	0 +	
				115	114.903346	1/2 +	
				116	115.901745	0 +	
50	Tin	Sn	118.69	117	116902958	1/2 +	

العمر النصفي	البرم البارتي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
	0 +	117.901606	118				
	1/2 +	118.903313	119				
	0 +	119.902198	120				
25Y		120.904227	121				
	0 +	121.903441	122				
	0 +	123.905272	124				
	5/2 +	120.903816	121	121.75	Sb	Antimony	51
	7/2 +	122.904213	123				
2.7y	7/2 +	124.905232	125				
	0 +	119.904023	120	127.60	Te	Tellurium	52
	0 +	121.903064	122				
$.2x10^{13} y$	1/2 +	122.904277	123				
	0 +	123.902842	124				
	1/2 +	124.904418	125				
	0 +	125.903322	126				
	0 +	127.904476	128				
	0 +	129.906238	130				
	5/2 +	126.904070	127	126.904	I	Iodine	53
$1.6x10^{7} y$	7/2 +	128.904987	129				
	0 +	123.906120	124	131.30	Xe	Xenon	54
	0 +	125.904288	126				
	0 +	127.903540	128				
	1/2 +	128.904784	129				
		129.903509	130				
	3/2 +	130.905085	131				

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم البارتي	العمر النصفي
				132	131.904161	0 +	
				134	133.905815	0 +	
				136	135.907221	0 +	
55	Cesium	Cs	132.905	133	132.905355	7/2 +	
				134	133.906823	4 +	2.1y
55	Cesium	Cs	132.905	135	134.905770	7/2 +	$2x10^{6}y$
				137	136.906770	7/2 +	30y
56	Barium	Ba	137.34	130	129.906245	0 +	
				132	131.905120	0 +	
				133	132.905879		7.2y
				134	133.904612	0 +	
				135	134.905550	3/2 +	
				136	135.904300	0 +	
				137	136.905500	3/2 +	
				138	137.905000	0 +	
57	Lanthanum	La	138.91	137	136.906040		$6x10^{4}y$
				138	137.906910	5/2 -	$10^{11}y$
				139	138.906140	7/2 +	
58	Cerium	Ce	140.12	136	135.907100	0 +	
				138	137.905830	0 +	
				140	139.90539	0 +	
				142	141.909140	0 +	$5x10^{15}y$
59	Praseodymium	Pr	140.907	141	140.907596	5/2 +	
60	Neodymium	Nd	144.24	142	141.907663	0 +	
				143	142.909779	7/2 -	

العمر النصفي	البرم البارتي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
$2.1x10^{15}y$	0 +	143.910039	144				
	7/2 -	144.912538	145				
	0 +	145.913086	146				
	0 +	147.916869	148				
	0 +	149.920960	150				
265d		142.910991	143		Pm	Promethium	61
18*y*		144.912691	145				
1600*d*		145.914632	146		Pm		61
2.6y	7/2 +	146.915108	147				
	0 +	143.911898	144	150.35	Sm	Samarium	62
$1.2x10^{8}y$	0 +	145.912992	146				
$1.08x10^{11}y$	7/2 -	146.914867	147				
$1.2x10^{13}y$	0 +	147.914791	148		Sm	Samarium	62
$4x10^{14}y$	7/2 -	148.917180	149				
	0 +	149.917276	150				
90y	0 +	150.919919	151				
	0 +	151.919756	152				
	0 +	153.922282	154				
	5/2 +	150.919838	151	151.96	Eu	Europium	63
12.4y	3 -	151.921749	152				
	5/2 -	152.921242	153				
16y	3 -	153.923053	154				
1.8y	5/2 +	154.922930	155				
85y	0 +	147.918101	148	157.25	Gd	Gadolinium	64

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم البارتي	العمر النصفي
				150	149.918605		$1.8x10^{6}y$
				152	151.919794	0 +	$1.1x10^{14}y$
				154	153.920929	0 +	
				155	154.922664	3/2 -	
				156	155.922175	0 +	
				157	156.924025	3/2 -	
				158	157.924178	0 +	
				160	159.927115	0 +	
65	Terbium	Tb	158.925	159	158.925351	3/2 +	
66	Dysprosium	Dy	162.50	156	155.923930	0 +	$2x10^{14}y$
				158	157.924449	0 +	
				160	159.925202	0 +	
				161	160.926945	5/2 +	
				162	161.926803	0 +	
				163	162.928755	5/2 +	
				164	163.929200	0 +	
67	Holmium	Ho	164.930	165	164.930421	7/2 -	
				166	165.932289	0 +	
68	Erbium	Er	167.26	162	161.928740	0 +	
				164	163.929287	0 +	
				166	165.930307	0 +	
				167	166.932060	7/2 +	
68	Erbium	Er		168	167.932383	0 +	
				170	169.935560	0 +	

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم البارتي	العمر النصفي
69	Thulium	Tm	168.934	169	168.934245	1/2 +	
				171	170.936530	1/2 +	1.9y
70	Ytterbium	Yb	173.04	168	167.934160	0 +	
				170	169.935020	0 +	
				171	170.936430	1/2 -	
				172	171.936360	0 +	
				173	172.938060	5/2 -	
				174	173.938740	0 +	
				176	175.942680	0 +	
71	Lutecium	Lu	174.97	173	172.938800	7/2 +	1.4y
				175	174.940640	7/2 +	
				176	175.942660		$2.2x10^{10}y$
72	Hafnium	Hf	178.49	174	173.940360	0 +	$2.0x10^{15}y$
				176	175.941570	0 +	
72		Hf		177	176.943400	7/2 -	
				178	177.943880	0 +	
				179	178.946030	9/2 +	
				180	179.946820	0 +	
73	Tantalum	Ta	180.948	180	179947544		
				181	180.948007	7/2 +	
74	Tungston	W	183.85	180	179.947000	0 +	
				182	181.948301	0 +	
				183	182.950324	1/2 -	
				184	183.951025	0 +	
				186	185.954440	0 +	

العمر النصفي	البرم البارتي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
	5/2 +	184.953059	185	186.2	Re	Rhenium	75
$5x10^{10}\,y$	5/2 +	186.955833	187				
	0 +	183.952750	184	190.2	Os	Osmium	76
	0 +	185.953870	186				
	1/2 -	186.955832	187				
	0 +	187.956081	188				
	3/2 -	188.958300	189				
	0 +	189.958630	190		Os	Osmium	76
	0 +	191.961450	192				
6.0y	0 +	193.965229	194				
	3/2 +	190.960640	191	192.2	Ir	Iridium	77
	3/2 +	192.963012	193				
$7x10^{11}\,y$	0 +	189.959950	190	195.09	Pt	Platinum	78
	0 +	191.961150	192				
	0 +	193.962725	194				
	1/2 -	194.964813	195				
	0 +	195.964967	196				
	0 +	197.967895	198				
	3/2 +	196.966541	197	196.967	Au	Gold	79
	0 +	195.965820	196	200.59	Hg	Mercury	80
	0 +	197.966756	198				
	1/2 -	198.968279	199				
	0 +	199.968327	200				
	3/2 -	200.970308	201				

العمر النصفي	البرم الباريتي	الكتلة الذرية	العدد الذري	الوزن الذري	الرمز	العنصر	عدد الإلكترونات Z
	0 +	201.970642	202				
	0 +	203.973495	204				
	1/2 +	202.972353	203	204.19	Tl	Thallium	81
3.75y	2 -	203.973865	204				
	1/2 +	204.974442	205				
$3x10^{5}y$	0 +	201.927997	202	207.19	Pb	Lead	82
$1.4x10^{17}y$	0 +	203.973044	204				
$3x10^{7}y$		204.974480	205				
	0 +	205.974468	206				
	1/2 -	206.975903	207				
	0 +	207.976650	208				
30y		206.978438	207	209.980	Bi	Bismuth	83
$3.7x10^{5}y$		207.979731	208				
	9/2 -	208.980394	209				
103y	1/2 -	208.982426	209		Po	Polonium	84
1.3sec		218.008607	218				
0.9min		219.011290	219		At	Astatine	85
3.823d	0 +	222.017531	222		Rn	Radon	86
22min		223.019736	223		Ac K	Francium	87
1620y	0 +	226.025360	226	226.05	Ra	Radium	88
21.2y	3/2 +	227.027753	227		Ac	Actinium	89
$1.39x10^{10}y$	0 +	232.038124	232	232.038	Th	Thorium	90
32,480y	3/2 -	231.035877	231		Pa	Protactinium	91
72y	0 +	232.037168	232	238.03	U	Uranium	92

عدد الإلكترونات Z	العنصر	الرمز	الوزن الذري	العدد الذري	الكتلة الذرية	البرم البارتي	العمر النصفي
				233	233.039522	5/2 +	$1.62x10^5 y$
				234	234.040904	0 +	$2.48x10^5 y$
				235	235.043915	7/2 -	$7.13x10^8 y$
				236	236.045637	0 +	$2.39x10^7 y$
				238	238.048608	0 +	$4.51x10^9 y$
93	Neptunium	Np		235	235.044049		410d
				236	236.046624		5000y
				237	237.048056	5/2 +	$2.14x10^6 y$
94	Plutonium	Pu		236	236.046071	0 +	2.85y
				238	238.049511	0 +	89y
				239	239.052146	1/2 +	24,360y
				240	240.053882	0 +	6700y
				241	241.056737	5/2 +	13y
				242	242.058725	0 +	$3.79x10^5 y$
				244	244.064100	0 +	$7.6x10^7 y$

ملحق (B) خاص بالثوابت الفيزيائية، وبعض معاملات التحويل:

الثوابت الفيزيائية

الثابت	الرمز	القيمة	الوحدة
سرعة الضوء	c	$2.99792458x10^{8}$	m/sec
شحنة الإلكترون	e	$1.602189x10^{-19}$	C
ثابت افوجادرو	N_A	$6.02204x10^{23}$	#/mole
ثابت فرداي	F	96,484.6	C/mole
ثابت بلانك	h	$6.62618x10^{-34}$	J-sec
		$4.13570x10^{-15}$	eV-sec
	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1.054589x10^{-34}$	J-sec
		$6.58217x10^{-16}$	eV-sec
الثابت العام للغازات	R	8.3144	J/mole-K
		1.9872	Cal/mole-K
ثابت بولتزمان	k	$1.38066x10^{-23}$	J/K
		$8.6174x10^{-5}$	eV/K
ثابت ستيفن-بولتزمان	σ	$5.6703x10^{-8}$	$W-m^2/K^2$
الثابت العام للجاذبية	G	$6.672x10^{-11}$	$N-m^2/Kg^2$
ثابت كولوم	$k=1/4\pi\varepsilon_0$	$8.98755179x10^{9}$	$N-m^2/C^2$
سماحية الفراغ	ε_0	$8.85418782x10^{-12}$	$C^2/J-m$
	μ_0	$4\pi x10^{-7}$	N/A^2

الوحدة	القيمة	الرمز	الثابت
	$7.297351x10^{-3}$	α	ثابت التركيب الدقيق
	137.0360	α^{-1}	
m^{-1}	$1.09737318x10^{7}$	R_{∞}	ثابت ريدنبرج
m	$5.291771x10^{-11}$	a_0	نصف قطر بوهر
Kg	$9.10953x10^{-31}$	m_e	كتلة السكون للإلكترون
u	$5.485802x10^{-4}$		
MeV/c^2 MeV/c	0.511003		
Kg	$1.672648x10^{-27}$	m_p	كتلة السكون للبروتون
u	1.00727647		
MeV/c^2	938.280		
Kg	$1.674954x10^{-27}$	m_n	كتلة السكون لنيترون
u	1.00866501		
MeV/c^2	939.573		
Kg	$1.6605667x10^{-27}$	u	وحدة الكتلة الموحدة
MeV/c^2	931.502		
J/T	$9.27408x10^{-24}$	μ_B	بوهر ماقنتون
eV/G	$5.788378x10^{-9}$		
J/T	$5.05082x10^{-27}$	μ_N	الماقنتون النووي
eV/G	$3.152452x10^{-12}$		

الثابت	الرمز	القيمة	الوحدة
طول موجة كمبتون للإلكترون	$h/m_e c$	$2.426309x10^{-12}$	m
طول موجة كمبتون للبروتون	$h/m_p c$	$1.321410x10^{-15}$	m
نسبة كتلة البروتون للإلكترون	m_p/m_e	1836.1515	

معاملات التحويل

$$10^{-10}m = 0.1nm = 1\overset{0}{A}$$

$$10^{-9}m = 10\overset{0}{A} = 1nm$$

$$10^{-15}m = 10^{-6}nm = 1fm$$

$$10^{-24}cm^2 = 1barn$$

$$10^4 G = 1weber/m^2 = 1T$$

$$1.013x10^5 N/m^2 = 1atm$$

$$1.602189x10^{-19} J = 1eV$$

$$6.241461x10^{18} eV = 10^{-7} erg = 1J$$

$$4.1840J = 1cal$$

$$931.502MeV/c^2 = 1u$$

$$5.60956x10^{32} eV/c^2 = 6.02204x10^{23} u = 1g$$

$258\mu C/kg = 1roentgen$

$10^{-2}Gy = 10^{-2}J/kg = 1rad$

$3.7x10^{10}Bq = 3.7x10^{10}decays/\sec = 1Ci$

بعض المعلومات الفيزيائية المستخدمة

عجلة الجاذبية للأرض	$9.80m/s^2$
متوسط المسافة بين الأرض والقمر	3.84×10^8m
متوسط المسافة بين الأرض والشمس	$1.496\times10^{11}m$
متوسط نصف قطر الأرض	6.37×10^6m
متوسط نصف قطر الشمس	6.96×10^8m
كتلة الأرض	$5.98\times10^{24}kg$
كتلة القمر	$7.36\times10^{22}kg$
كتلة الشمس	$1.99\times10^{30}kg$

إجابة بعض المسائل

الباب الأول

1.1 $3.27x10^{-25} Kg$

1.2 $7.31x10^{-26} Kg$

1.3 $2.98x10^{-26} Kg$

1.4 $2.26\overset{0}{A}$

1.5 نصف قيمتها الأصلية

1.6 ($9.4x10^{-21} J$ ، أكبر)

1.7 $He = 4.98 Kcal / Kmolek, N_2 = 4.97 Kcal / KmoleK$

1.8 $C = \frac{1}{2a}; \sigma = \frac{a}{\sqrt{3}}; x = 0; x_{rms} = \frac{a}{\sqrt{3}}$

1.9 $A = \frac{2}{L}; \bar{x} = \frac{L}{2}; X_p = \frac{L}{2}; X_{rms} = (1/3 - \frac{1}{2\pi^2})^{1/2} L$

1.13 $4.12x10^2 m/s$

1.14 (a) $1.9x10^3 m/s$

(b) $10^4 K$

1.15 (a) $8.63x10^{22} / cm^3$

(b) $2.89\overset{0}{A}$

1.16 (a) $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = De^{-E/KT}$
$= De^{-(E_k+U)/KT}$

(b) $A = \frac{4}{\sqrt{\pi}}(\frac{C}{2KT})^{3/2}$

$\bar{x}=0; \bar{x^2}=KT/C; \bar{r}=(\frac{8KT}{\pi C})^{1/2}; \bar{r^2}=3KT/C$ **(c)**

3KT **(d)**

$C_v=3R$ **(e)**

الباب الثاني

2.1 44.7m/s **(c)** 20m/s **(b)** 60m/s **(a)**

2.2 (-30m,46m,6s)

2.3 (1.62m)

2.4 (0.87c)

2.5 ($60cm^2$)

2.6 $10^{-10}m$

2.7 (0.866c)

2.8 ($1.25x10^{-8}s$)

2.9 649m **(b)** 2.18μs **(a)**

2.10 $3.33x10^{-6}s$

2.11 $(x,y,z,t)=(93m,0,0,2x10^{-7}s)$

2.12 $1.11x10^{-7}s$

2.13 $4.2x10^{7}m/s=0.14c$

2.14 (0.960c)

2.15 ($42g/cm^3$)

2.16 (2.12m,0.33c)

2.17 (1625MeV/c)

2.18

2.19 $(a)939.4MeV,(b)3.008x10^3MeV,(c)2.069x10^3MeV$

2.20 (0.864c)

2.21 2.45MeV **(b)** 0.582MeV **(a)**

2.22 (0.645c,4.58m)

2.23 (93.6Km)

2.24 (4MeV,29MeV)

2.25 $4.2x10^9 Kg/s$

الباب الثالث

3.1 $9.64x10^7 C$

3.2 $1.679x10^{-3} m/s$

3.3 1.04mm **(a)** 1.35cm **(b)** 1.25G **(c)**

3.4 $r_\alpha = 128cm, r_D = 20.4cm, r_p = 1.44cm$

3.5 $r_p = 14.4cm, r_d = 20.4cm, r_\alpha = 20.4cm$

3.6 0.48m

3.7 $5.89x10^{-4} m/s; (b) 2.97x10^5 V/m$

3.8 3.3T

3.9 0.72T

3.10 (a) 0.19T ، (b) 546 $\mathring{A}$

الباب الرابع

4.1 **(c)** $F = e^{\omega/T}$ ، **(d)** $F = (\frac{\omega}{T}+1)$

4.4 $\sigma = 5.67x10^{-8} W/m^2K^4$

4.5 **(a)** 3 $\mathring{A}$ **(b)** 0.376m

4.6 1.8 $\mathring{A}$

الباب الخامس

5.1 $3.97x10^{-13}m$

5.2 $1.77x10^{-36}m$

5.3 $2.21x10^{-34}m$

5.5 33.6eV

5.6 6.03pm

5.7 $2.3x10^{6}m/s$

5.8 $9.08x10^{-14}m$

5.9 $2.6x10^{-16}m$

5.10 $1.25\overset{0}{A}$ **(a)** ، $5.27x10^{-24}Kg/s$ **(b)** ، 96.5eV **(c)**

5.11 0.250

5.12 $4.36\overset{0}{A}$ **(a)** ، 8eV **(b)**

5.13 0.513MeV,2.05MeV,4.62MeV

5.14 $0.516MeV, 3.31x10^{-20}Kg.m/s$

5.15 $7.93\overset{0}{A}$

5.19 R=.09 ، T=0.9

5.20 **(a)** احتمالية الاختراق 1% ، **(b)** احتمالية انعكاس الإلكترون 99%

5.22 $5x10^{4}nm$ **(b)** ، 100m **(c)**

5.23 $0.528x10^{-33}J$

الباب السادس

6.1 **(a)**

$l=0, m_l=0$

$l=1, m_l=-1,0,1$

$l=2, m_l=-2,-1,0,1,2$

(b) جميعها لديهم طاقة =6.05eV-

6.2 $r_0 = 5.35x10^{-11} m = 0.535 \overset{0}{A}$

$E = -2.2x10^{-18} J = -13.75 eV$

6.4 $r = 4a_0$

6.7 $9x10^{-15}$

6.8 (a) -18.8MeV (b) 0.000257nm (c) 14.1MeV

6.9 4

6.10 (a) 2 (b) 8 (c) 18 (d) 32 (e) 50

6.11
$1s^2 2s^2 2p^4$

$n = 2, l = 0,1$

$l = 0 m_l = 0$

$l = 1 m_l = 1,0,-1$

6.12 Ar

6.13 $3\hbar$

6.14 $2.7x10^{40} Kg.m^2 / s$

6.15 2

6.18 $9.27x10^{-24} J/T$

6.19 $4.5x10^{-5} eV$

6.26 $1.24x10^4 V$

6.28 $E_k = 7.8x10^3 eV$ ، $E_l = 8.7x10^2 eV$ ، $\lambda = 1.6 \overset{0}{A}$

6.31 590nm

6.32 $3.50x10^{16}$ *photons*

الباب السابع

7.1
$2.94x10^{-9} N$ (a)

$-5.14 eV$ (b)

7.2 (a) 18.6u ، (b) $2.80 \overset{0}{A}$

7.4 $12.2x10^{-27}kg$ ، $12.4x10^{-27}kg$

7.5 (a) بالنسبة $H^{35}Cl, \mu = 0.979593u$

(b) بالنسبة $H^{37}Cl, \mu = 0.981077u$

$\frac{\Delta f}{f} \approx 0.001$ (b) $\frac{\Delta \mu}{\mu} = 0.0015$

7.6 0.0118 **(a)** 0.00772 **(b)**

7.7 $I = 1.46x10^{-46} Kg - m^2$

7.8 $1.577x10^{-27} Kg$ **(a)**

$\mu = 1.33x10^{-45} Kg - m^2$ **(b)**

7.9 $5.69x10^{12} rad/s$

7.10 $E = 2.37x10^{-21} J = 0.015eV$ **(a)**

$\lambda = 8.3x10^{-4} m$ **(b)**

7.11 $0.358eV$

7.12 $1.09x10^{-3} eV$ ، $3.63x10^{-4} eV$

7.13 $U = 2.125x10^{-12} J = 7.8eV$

7.18 0.500

7.19 $n = 2.5x10^{22} / cm^3$ **(a)**

$E_f = 5.05x10^{-19} J = 3.15ev$ **(b)**

$v_f = 1.06x10^6 m/s$ **(c)**

7.21 $3.4x10^{17} electron$

7.22 11.7eV **(a)** 2.12eV **(b)** 10.2eV**(c)**

7.23 $f = 2.75x10^{14} Hz$ **(a)**

$\lambda = 1.09x10^{-9} m$ **(b)**

7.29 E=.01eV (a)

$r_n = 50\overset{0}{A}$ (b)

7.28 $20.5\overset{0}{A}$ و 0.029eV

7.29 $m^* = 0.19m$

7.30 $m^* = 0.42m$

7.31 $0.057eV = 3.59x10^{17}V$

الباب الثامن

8.1 30.76T **(a)**، $3.07x10^5 A$ **(b)**، 7.69T **(c)**

8.2 200A

8.3 $\approx 10^{15} J$

8.4 39.01nm **(a)**، 4.15nm**(b)**، 122nm **(c)**

8.5 389Ors.**(a)** و 38.4Ors.**(b)**

8.6 $7.4x10^{-25}\Omega$

8.7 318A

8.8 عناصر فائقة التوصيل طاقة الفجوة (meV)

عناصر فائقة التوصيل طاقة الفجوة (meV)

عناصر فائقة التوصيل	طاقة الفجوة (meV)	عناصر فائقة التوصيل	طاقة الفجوة (meV)
Al	0.36	Sn	1.13
Ga	0.33	Ta	1.36
Hg	1.26	Ti	0.12
In	1.04	V	1.61
Nb	2.82	W	0.005
Pb	2.19	Zn	0.26

8.9 $Nb_3Al = 5meV$

8.10 0.028eV

8.11 $\alpha = 0.4 \approx 0.5$

8.12 $5.2x10^9$ *pairs* (زوج)

8.13 $\approx 10^7$ *fluxons*

8.14 $1.65x10^{-14}T$

8.15 0.377T **(a)** 1.89x10 **(b)** $1.89x10^{-3}Wb$ **(c)** $9.15x10^{11}$

الباب التاسع

9.1 (a) 1.9fm ، (b) 7.44fm ، (c) 92.3

9.2 $7.43x10^{-15}m, r_n \approx 26\overset{0}{A}$

9.3 7.98fm

9.6 12.7km

9.7 (a) $4.55x10^{-13}m$ (b) $6.03x10^{6}m/s$

9.8 (a) 2.224MeV ، (b) 28.25MeV ، (c) 92MeV ، (d) $4.87x10^{2}MeV$ ، (e) $1.56x10^{3}MeV$ ، (f) $1.80x10^{3}MeV$

9.9 4.142MeV

9.10 11.7MeV

9.11 13.0MeV

9.12 8.5MeV

9.13 (a) $Mg = 1.814x10^{2}MeV$ ، (b) $Na = 1.86x10^{2}MeV$

9.14 (a) 59.915428u ، (b) 8.781MeV/nucleon

9.15 19.9922u

9.16 160MeV

9.17 (a) 491.3MeV ، (b) 179 %، 53%، 25%، 1%

9.18 $^{127}_{53}I$ مستقر ، $^{127}_{52}Te$ يحدث له اضمحلال بيتا سالبه

9.20 1155s

9.21 (a) β^{+} ، (b) β^{-}

9.22 (a) 3.33min ، (b) 0.208/min ، (c) 6500counts/s

9.24 $\lambda = 3.72x10^{-3}/s$ ، $t_{1/2} = 3.11\min$

9.25 $9.46x10^{9}\,nuclei$

9.26 $4.51x10^{9}Y$

9.27 4.28MeV

9.28 5.523MeV

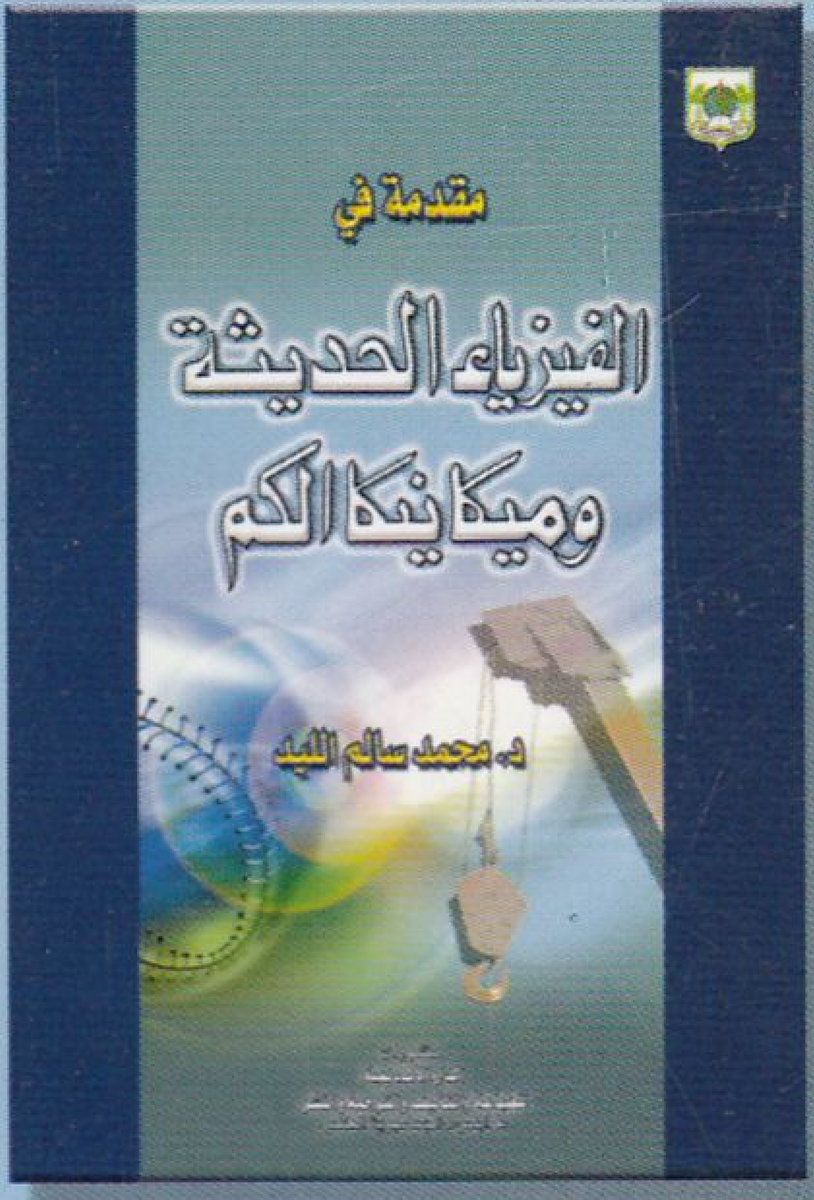
5.16MeV	9.29
5.486MeV	9.30
12.9MeV	9.31
6.33MeV	9.32
-2.64MeV	9.33
5MeV	9.35
3690y	9.36
150decays/min/g	9.37
1.444×10^{4} Y	9.38
11.8disint/min/g	9.39
16700y	9.40

المراجع

1. P.A.Tipler , Modern Physics,Wort Publisher, Inc.1978.
2. R.A.Serway, PHYSICS For Science & Engineering With Modern Physics, Saunders College Publisher,Inc.1992.
3. E.E.Anderson, Introduction to Modern Physics, Sunders College Publisher, Inc.1982.
4. E.E.Anderson, Modern Physics and Quantum Mechanics, W.B.Saunders Company1971.
5. H.C.Ohanian, Modern Physics, Prentice-Hall,Inc.1987.
6. A.Beiser, Concepts of Modern Physics, McGraw-Hill Book Company1987.
7. R.Gautreau, and W.Savin, ModernPhysics, Schaum's Outline Series in Science,McGraw-Hill Book Company1978.
8. R.Eisberg , and R.Resnick, Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles ,Second Edition, John Wiley&Sons,1985.
9. S.Wieder, The Foundations of Quantum Theory, Academic Press1973.
10. C.Kittel, Introduction to Solid State Physics, Fourth Edition, John Wiley &Sons ,Inc,1971.
11. John Bardeen, Physics today **45**,4 (1992).
12. J.J.Thomson, the Electron, and Atomic Architecture, The Physics Teacher **35**,328(1997).
13. Physics Today, **47**, 9(1994).

14. د. مريم عتيق، و د. محمد الدغمه (1992) دليل المعمل في العلوم النووية.

15. د. محمد سالم الليد (1995) الفيزياء التجريبية.



إن حركة التحديث والتجديد سُنة من سُنن الله تعالى في مجال المتغيرات الوجودية؛ لذلك رأينا كل شيء في دنيا المتغيرات يتطور ويتجدد وينزع عنه ثوب القدم، ويرتدى لباس الحداثة والعصرية. ففي أواخر القرن التاسع عشر، اعتقد العلماء أنهم قد توصَّلوا إلى كل ما يحتاجونه في علم الفيزياء؛ لأن قوانين نيوتن بالإضافة إلى القانون العام للجاذبية، وتوحيد الكهربية والمغنطيسية عن طريق ماكسول، وقوانين الديناميكا الحرارية (هذه الفروع التي أصبحت تُعرف الآن باسم الفيزياء الكلاسيكية) حققت نجاحًا في تفسير العديد من الظواهر، وأمكن حل العديد من المشكلات التي واجهتهم في حياتهم اليومية باستخدامها. ولكن مع بداية القرن العشرين، هزَّ عالم الفيزياء ثورتان رئيستان، الأولي: في سنة 1900، عندما وضع بلانك الأفكار الأساسية التي قادت إلى النظرية الكمية، والثانية: في سنة 1905، عندما وضع أينشتاين النظرية النسبية.

ولا يخفى على أحدٍ الأثر البالغ لكلتا النظريتين في تعميق فهمنا للطبيعة من حولنا؛ حيث أسهمت هاتان النظريتان - خلال عقود قليلة - في إحداث تطورات جديدة في مجالات الفيزياء الذرية، والفيزياء النووية، وفيزياء الحالة الصلبة. وقد أصبحت هذه الفروع الجديدة تُعرف الآن باسم الفيزياء الحديثة.

بالإضافة إلى ذلك، فإن الفيزياء الحديثة كان من نتاجها: النظرية الذرية، وكذلك ميكانيكا جديدة للتعامل مع المشكلات المجهرية؛ أي مع عالم الذرة، وطوَّرت مفهومنا الفيزيائي حتى وصلنا إلى نظرة أكثر شمولية بحيث ساعدتنا على التخلص من بعض الأخطاء والقيود التي كانت موجودة في النظرية الكلاسيكية.

إن الغرض من هذا الكتاب هو عرض مقدمة عن الفيزياء الحديثة لطلاب المرحلة الجامعية، وبخاصةٍ طلاب الهندسة والعلوم الذين اجتازوا مقررات الفيزياء الكلاسيكية.





Academy of Graduate Studies
P.o.box : 72331 Janzour / Tripoli - Libya
Tel.: 00218/21/4870168 - 4873100
Fax : 00218/21/4873075-78
E-mail : info@alacademia.org
www. alacademia.org

الرقم الدولي ردمك I.S.B.N.: 978 - 9959 - 43 -138 - 7
رقم الإيداع : 410 دار الكتب الوطنية - بنغازي